

Thèse

présentée devant

l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON-I

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique PHAST

pour l'obtention du

DIPLOME DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Nucléaire

(arrêté du 7 août 2006)

par

Laure MASSACRIER

**La physique des (di)muons dans ALICE au LHC : analyse en
collisions pp ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et Pb-Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV) des
résonances de basses masses (ρ, ω, ϕ) et étude d'un trajectographe en
pixels de Silicium dans l'ouverture du spectromètre**

Soutenue le 26 octobre 2011

devant la Commission d'Examen

Jury :

M.	L.	DUCROUX	Directeur de thèse
M.	R.	TIEULENT	Co-Directeur
M.	G.	CHANFRAY	Président du Jury
M.	G.	MARTINEZ	Rapporteur
M.	E.	VERCELLIN	Rapporteur
M.	A.	BALDISSERI	Examineur
M.	P.	GIUBELLINO	Examineur
M.	R.	GRANIER DE CASSAGNAC	Examineur

Résumé

L'expérience ALICE au LHC étudie le plasma de quarks gluons (PQG), état de la matière où quarks et gluons existent à l'état déconfinés. Une des sondes utilisées pour explorer cet état est l'étude de plusieurs résonances (ρ , ω , ϕ , J/ψ et Υ) via leur canal de désintégration dimuonique, à l'aide d'un spectromètre à muons couvrant les pseudo-rapidités $-4 < \eta < -2.5$. La première partie de la thèse se focalise sur les mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω et ϕ). Elle concerne l'analyse des données récoltées en 2010 en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Les mésons vecteurs de basses masses sont des outils intéressants pour sonder le PQG grâce à leurs faibles durées de vie et leur canal de désintégration dimuonique non affecté par les interactions dans l'état final. Les taux de production et fonctions spectrales de ces mésons sont modifiées par le milieu hadronique chaud et le PQG. L'étude de la restauration de la symétrie chirale est alors possible grâce à la mesure de la fonction spectrale du ρ , et celle de l'augmentation de l'étrangeté via le rapport de la production du ϕ sur celles du ρ et du ω en fonction de la centralité de la collision. En collisions pp, l'accent est mis sur la compréhension du bruit de fond et sur l'extraction des premiers résultats physiques. Le rapport des taux de production des différents mésons en fonction de l'impulsion transverse, les distributions du ϕ et de $(\rho+\omega)$ en fonction de l'impulsion transverse, les sections efficaces et sections efficaces différentielles de production des mésons sont aussi présentés. L'analyse des données en collisions Pb-Pb ainsi que ses perspectives font l'objet d'un chapitre. La seconde partie de la thèse concerne le futur de l'expérience ALICE et les plans d'amélioration des détecteurs pour l'horizon 2017. Une étude de faisabilité pour l'ajout d'un trajectographe en pixels de Silicium (MFT) à l'avant de l'absorbeur hadronique dans l'acceptance du spectromètre à muons est présentée. Un tel appareillage est motivé principalement par l'amélioration de la résolution en masse des dimuons, et la mesure des vertex secondaires donnant ainsi accès à l'étude directe du charme ouvert et de la beauté ouverte dans le canal muon simple. Les J/ψ prompts pourront aussi être distingués des J/ψ provenant de la désintégration du méson B, permettant une meilleure étude de la signature du PQG qu'est « la suppression du J/ψ » en collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les performances du MFT, concernant ces différents aspects, sont établies en simulation. L'algorithme d'association des traces muons entre le MFT et le spectromètre, dont la bonne performance est une condition nécessaire pour la construction de cet équipement, ainsi que ses premiers résultats sont présentés.

Abstract

ALICE experiment at LHC studies the Quark Gluon Plasma (QGP), a particular state of matter where quarks and gluons are deconfined. A probe to explore this state is the study of several resonances (ρ , ω , ϕ , J/ψ and Υ) through their dimuon decay channel, with a muon spectrometer covering pseudo-rapidity $-4 < \eta < -2.5$. In the first part of this thesis, the focus is on light vector mesons (ρ , ω and ϕ) and their analysis in the 2010 data, in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Light vector mesons are powerful tools to probe the QGP due to their short lifetime and their dimuon decay channel. Indeed, leptons have negligible final state interactions. Production rates and spectral functions of those mesons are modified by the hot hadronic and QGP medium. Chiral symmetry restoration study is done thanks to the study of ρ spectral function. Strangeness enhancement is accessed via the ratio of ϕ over $\rho+\omega$ yields as a function of the centrality of the collision. In pp analysis, the emphasis is on background understanding and on first physics results such as ϕ yield over $\rho+\omega$ yield as a function of p_T , and p_T distributions of ϕ and $\rho + \omega$. Cross sections and p_T -differential cross sections of light mesons will also be shown. The Pb-Pb analysis and its prospects will be presented. The second part of the thesis concerns ALICE upgrade plans of year 2017. A feasibility study for a Muon Forward Tracker (MFT) in Silicon pixels located upstream of the hadronic absorber in the spectrometer acceptance was performed. This upgrade is mainly motivated by the improvement of the dimuon invariant mass resolution and secondary vertex measurement. This gives access to open charm and beauty direct study in single muon channel. Prompt J/ψ can also be distinguished from B feed-down J/ψ , allowing a better study of a QGP signature : the " J/ψ suppression" in ultra-relativistic heavy ion collisions. MFT performances on those different topics were established in simulations. The track matching algorithm to match MFT tracks with spectrometer tracks (a crucial step for the feasibility of the project) and its results are presented.

Remerciements

Je voudrais adresser mes remerciements à B. Ille et G. Chanfray, directeurs successifs de l'IPNL pour m'avoir permis de réaliser cette thèse au sein de leur laboratoire et également pour la bonne intégration qu'ils font des doctorants au sein de la vie du laboratoire. Je souhaite remercier plus spécifiquement G. Chanfray pour avoir accepté d'être président de mon jury de thèse et pour tout ce qu'il m'a appris durant mes études de master sur la matière hadronique et la symétrie chirale.

Je souhaite remercier G. Martinez et E. Vercellin pour le temps qu'ils ont consacré à être rapporteurs de cette thèse et également pour avoir suivi mon travail depuis le CERN au cours de ces 3 années. Ginés, eso es siempre un placer de hablar de física en español contigo. Je remercie également A. Baldisseri, R. Granier de Cassagnac et P. Giubellino pour leur examen attentif de ce manuscrit et pour avoir fait le déplacement à Lyon pour ma soutenance.

Je voudrais remercier à présent mon directeur de thèse L. Ducroux et mon co-directeur R. Tieulent pour l'encadrement sans failles dont j'ai bénéficié, tant sur le plan humain que professionnel. Merci d'avoir toujours mis en avant mon travail, de l'avoir défendu à mes côtés (parfois à 4h du matin ;)), de m'avoir fait confiance pour chacune de mes présentations et de m'avoir aussi laissé mon espace de liberté et de créativité, si cher à mes yeux. Merci pour vos nombreux encouragements, vos corrections, votre disponibilité et vos remarques positives, c'est à cela que l'on reconnaît les bons chefs. Merci Laurent également pour m'avoir fait partager ton expérience d'enseignant et pour m'avoir supporter moi (et mon humour) dans le même bureau pendant 3 ans. Merci à J-Y Grossiord, qui en bon chef de groupe a toujours veillé au maintien d'une très bonne entente entre tous les membres du groupe et qui fait que le groupe ALICE Lyon est un endroit où il est si agréable de travailler. Merci également pour ta bonne humeur et tes petites visites matinales pour discuter des dernières nouvelles sur le MFT et pour m'avoir fait profiter de ton expertise dans de nombreux domaines. Merci à B. Cheynis pour sa bonne humeur, ses passages quotidiens dans mon bureau au mois d'août au plus dur de la rédaction et pour ses indispensables corrections linguistiques. Merci à C. Cheshkov pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses réponses promptes à mes questions les plus diverses. Merci à F. Nendaz, mon mentor, j'ai énormément appris à mes débuts, à tes côtés. Merci de ta patience et pour m'avoir guidé sur les chemins sinueux de la ALI-ROUTE. Merci au discret L. Sun pour m'avoir fait partagé son expertise sur les basses masses. Merci à celui que j'appelle affectueusement mon "bébé thésard", M. Guilbaud pour avoir partagé mon quotidien de doctorante ALICE pendant un an et pour m'avoir permis de transmettre un peu à mon tour. Merci enfin à A. Uras pour m'avoir rejoint sur le bateau MFT (je compte sur toi pour éviter les icebergs ;)), pour les petits coups de pouce à mon travail dans la dernière ligne droite et

pour nos discussions scientifiques toujours utiles. Merci également pour le quart d'heure (voire la demi-heure) de retards italo-réglementaires qui mirent un peu de piments à nombre de nos déplacements. Je profite de la transition apportée par cette parenthèse humoristique pour remercier le groupe de m'avoir offert l'opportunité de présenter à de nombreuses reprises en workshop et conférences à l'étranger et ce même dans un contexte budgétaire difficile. Je voudrais également remercier, au-delà du groupe ALICE, A. Tournaire et Y. Zoccarato.

Je souhaite remercier mon parrain de thèse O. Stérovski pour sa présence et sa bienveillance. Merci pour tes nombreux encouragements à chaque séminaire, conférence, pour ton humour et pour le prêt du clavier AZERTY indispensable à l'écriture de cette thèse. Ce manuscrit te doit son accentuation. Un paragraphe ne serait probablement pas suffisant pour exprimer toute ma gratitude envers P. Pillot, expert du spectromètre à muons, de la trajectographie et du filtre de Kalman. Merci pour les réponses rapides à mes nombreux (interminables) e-mails. Trois jours de travail à tes côtés ont suffi à booster cette thèse d'au moins 6 mois. Merci infiniment. Je voudrais remercier tous mes collègues du groupe de travail PWG3 Heavy Flavour et du sous-groupe muon pour leurs retours et conseils à chaque pas de l'analyse, ainsi que les conveners des différents groupes, A. Dainese, G. Martínez et P. Crochet. Merci à H. Hansen et son traditionnel "Comment va ALICE ?" pour nos discussions plus théoriques à la pause café. Je remercie G. Goessens pour sa relecture attentive de la partie théorique du premier chapitre de cette thèse. Trois ans de thèse se sont également trois ans de monitorat, et l'occasion de remercier C. Augier, une responsable d'UE hors paire et toujours à l'écoute de ses moniteurs. Je remercie J.M Benoit, avec qui j'ai eu plaisir à partager les TP d'électricité/optique.

Merci également à l'ensemble des services administratifs et informatiques de l'IPNL d'essayer de nous faciliter la vie au quotidien. Un grand merci plus spécifique à S. Flores, notre secrétaire de l'école doctorale toujours dévouée et prête à nous démêler des situations administratives les plus complexes. Merci également de toujours garder un oeil sur chacun de tes doctorants.

Je souhaite maintenant remercier mes collègues thésards, post-doc, où à statut "autre" de l'IPNL avec qui j'ai partagé ces trois années de vie. Merci aux Suzanne's boys et plus généralement aux CMS boys : le roi de l'impro Olivier B., Julien C. (pourtant pas dans la liste), Nicolas C. qui continua à m'appeler Claire, Clément B., et Silvano T. Merci à nos astro-guy, toujours la tête dans les étoiles au 4^{ième} étage : Nicolas C., Clément B. et mon préféré Nicolas B. (quitte à faire des jaloux ;)). Merci également aux habitants du MANOIR, la pétillante (et sonore) Silvia S., Marc-Antoine V. et Johann G. Je remercie les théoriciens du 3^{ième} Bogna K. et l'homme au casque Grégoire G. Merci également à nos collègues radioactifs d'ACE : Antoine B, Gwenaëlle S., Benoît M. et la jeune mariée Claire-Emilie V. Merci également à la jeune maman Carla M. Je remercie nos collègues ingénieurs de l'accélérateur Clément B. et le jeune papa Romain R. Je souhaite remercier nos collègues du LASIM et plus spécifiquement Delphine M. et son nougat. Merci à nos petits M2, Romain P. (sans toi pas de pot de thèse) et Christophe B. (dit Cricri). Merci à vous tous de m'avoir supporter dans ma fonction de chef tyrannique de l'organisation du repas de midi. Merci également de veiller à la si bonne cohésion qu'il existe entre nous tous et à la pérennisation de nos goûters, repas et soirées de doctorants qui rendent la vie de thésard à l'IPNL si spéciale.

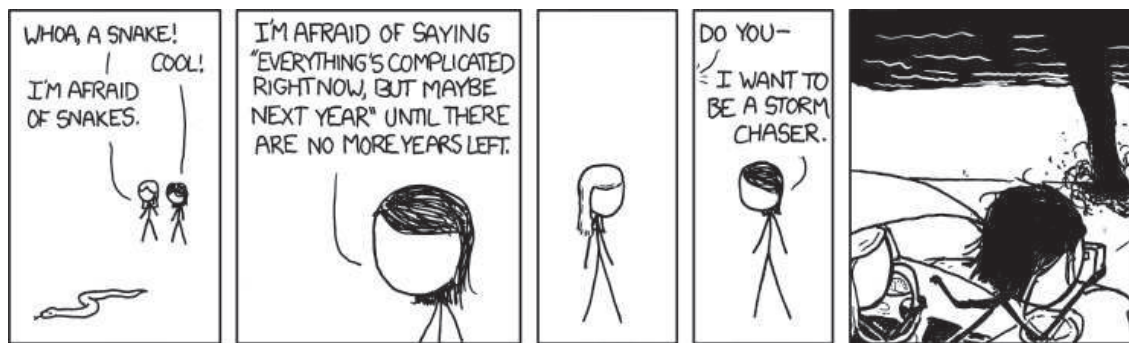
Je souhaite réserver ce paragraphe pour remercier trois personnes particulières, ceux qui sont devenus bien plus que de simples "compagnons de galère" et dont l'amitié m'est devenue si précieuse. Merci à la douce Gaëlle d'avoir toujours gardé une de ses céramiques de Limoges de côté

pour nous concocter de bons petits plats. Ton acharnement au travail, ta volonté, ta détermination ont toujours eu de quoi faire culpabiliser même les plus motivés d'entre nous. Merci également de ta présence, de ton écoute et de ta bienveillance. Si la gentillesse humaine la plus sincère et désintéressée avait un nom, elle s'appellerait Hugues. Toujours prêt à donner sans compter, alors que la vie n'a pas été des plus tendres avec toi, tu es un exemple de positivité, de joie et de bonne humeur. Merci à toi "Higgs Hunter" d'avoir pimenter ma petite vie en m'embarquant dans les plus improbables des "plans galères" dont toi seul à le secret (je n'oublierai jamais ce "fameux" Genève-Annecy-Bellegarde-Lyon), et dans les meilleures crêperies lyonnaises. Merci enfin à mon chouchou, mon Jérémie, d'avoir su quitter temporairement son monde à "n" dimensions pour venir interagir avec nous dans l'espace et le temps. Ton espièglerie, ta candeur, ta joie de vivre m'auront fait voir la vie en rose (à prononcer "rase") malgré toutes les crises que nous dûmes affronter (respectivement la crise du facteur -1, la crise des pixels en lévitation, la crise du facteur 6 puis 7 et cette disparition inquiétante de muons). C'est toujours un bonheur de t'écouter discuter de physique pendant des heures et de te voir préparer tes cours avec tellement d'application. Tu as su amener une petite part de Soleil (et de cigales) du Sud dans les coeurs de chacun d'entre nous. Merci à tous les trois, pour votre soutien sans faille qui m'a été si indispensable, pour tous nos éclats de rires et je vous souhaite le meilleur pour vos brillantes carrières respectives.

Parce que 3 années de thèse se sont également 3 années de rencontres, je voudrais remercier les différents thésards (d'ALICE mais également au-delà) qu'il m'a été donné de cotoyer. Un grand merci à ma petite péruvienne Noemi. Thank you Jeff for welcoming me in America's land and making me discover the joy of fried food (and unlimited Fanta[®]). A big thank to Joseph for learning me how to pronounce "hungry" versus "angry" and also "water" like a girl from Jersey (even if it is not "cool" to talk like someone from Jersey). Thank you to Rob, Hayk and Flo too. Merci à mes copains anneciens : Julien dit l'anaconda, Guillaume dit GuiGui et Mathieu l'homme qui aimait les pulls violets. Merci aux italiens : Chiara, Mariella, Livio, Davide, les sardes Ester et Elisa ainsi que mon petit Claudio. Merci également à Lizardo pour avoir parfait mon vocabulaire espagnol. Merci enfin aux thésards de la communauté française : Swensy, Raphaëlle, Guillaume, Eric, Antoine et Nicolas.

Je voudrais remercier également mes amis depuis toujours ou presque : Patrice, Cédric, Yvette, Claire, et les futurs mariés Chloé. Merci d'avoir toujours été là pour moi et d'avoir fait pour ceux qui le pouvaient le déplacement pour ma soutenance. Un immense merci à Mathieu pour tes bons conseils, ton écoute et pour avoir toujours pris le temps pour moi.

Je voudrais terminer cette session de remerciements par les membres de ma famille. J'ai tout d'abord une pensée émue pour mes grand-parents qui ne m'auront malheureusement pas vu diplômée. Je remercie mes parents pour m'avoir toujours encouragé à faire un métier que j'aime et pour m'avoir transmis des valeurs importantes comme le travail et le courage. Merci à mon père, qui m'a toujours montré la voie vers une science éclairée où l'humain à toute sa place. Merci de m'avoir appris la beauté de la nature, le respect de la Terre, du fin fond de notre petite campagne ligérienne. Merci à mon frère Ludo et à Edith pour m'avoir toujours offert une terre d'asile dans la campagne lyonnaise, en cas de besoin. Merci surtout pour m'avoir fait le plus beau des cadeaux en me promouvant au grade de tata-marraine. Merci enfin à toi ma petite Syriël, d'être venue egayer de tes petits gazouillis les derniers mois de ma rédaction. Cette thèse je te la dédie, qu'elle t'inspire pour trouver à ton tour ta voie.



dessin de Randall Munroe, <http://xkcd.com/752/>

Je voudrais aussi m'excuser auprès de ceux dont je n'ai pas toujours pris le temps de prendre des nouvelles, où à qui j'ai trop peu souvent rendu visite. Vous étiez néanmoins tous dans mes pensées.

Et maintenant, place à la science.

"D'après une théorie, le jour où quelqu'un découvrira exactement à quoi sert l'Univers et pourquoi il est là, ledit Univers disparaîtra sur-le-champ pour se voir remplacé par quelque chose de considérablement plus bizarre et inexplicable. Selon une autre théorie, la chose se serait en fait déjà produite."

La vie, l'univers et le reste, D. Adams

Table des matières

Résumé	1
Abstract	3
Remerciements	5
Introduction	1
1 Le PQG : cadre théorique et résultats expérimentaux	3
1.1 Introduction	3
1.2 Le formalisme de QCD	4
1.3 La constante de couplage α_s	5
1.3.1 La liberté asymptotique	6
1.3.2 Le confinement de la couleur	6
1.4 La symétrie chirale	7
1.4.1 Symétrie vectorielle ou symétrie d'isospin	8
1.4.2 Symétrie axiale	8
1.4.3 La chiralité	8
1.4.4 Brisure explicite	9
1.4.5 Brisure spontanée	9
1.4.6 Restauration de la symétrie chirale	12
1.4.7 Modèles effectifs	13
1.5 Thermodynamique de la QCD, le plasma de quarks gluons	14
1.5.1 Diagramme de phase de la QCD	15
1.5.2 La transition de phase	15
1.5.3 Les collisions d'ions lourds relativistes pour former le PQG en laboratoire	16
1.5.4 Les signatures expérimentales du PQG	19
1.5.5 Les mésons vecteurs de basses masses : un outil expérimental pour l'étude du PQG et de la restauration de la symétrie chirale	23
1.5.6 Ce que l'on a appris de SPS et de RHIC et premiers résultats du LHC . .	31
2 Le LHC et l'expérience ALICE	37
2.1 Le LHC et son programme de physique	37
2.1.1 Le LHC	37
2.1.2 Les différentes expériences et leurs principaux résultats	39
2.1.3 Le programme de physique du LHC	39
2.2 Le détecteur ALICE	43
2.2.1 Spécificité du détecteur et physique dédiée	43
2.2.2 Les périodes de prises de données	45
2.2.3 Description du tonneau central	45

2.2.4	Le spectromètre à muons	56
2.2.5	Le logiciel de simulation ALIROOT et la grille WLCG	60
3	Analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ, ω, ϕ) en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV	63
3.1	Caractérisation du spectre en masse	63
3.1.1	Processus contribuant à la région des basses masses	63
3.1.2	Nombre de résonances (ρ, ω, ϕ) produites par collisions pp	67
3.2	La sélection des événements	68
3.2.1	Les déclencheurs utilisés	68
3.2.2	Sélection de la qualité du run	69
3.2.3	La sélection physique des événements	70
3.3	Reconstruction des spectres en masse invariante	72
3.3.1	Les différentes coupures utilisées	72
3.3.2	Spectres en masse invariante bruts	74
3.4	La soustraction du bruit de fond	74
3.4.1	Evaluation du bruit de fond combinatoire avec les paires de dimuons de même signe	74
3.4.2	Evaluation du bruit de fond combinatoire avec la méthode de mélange des événements ("event mixing")	77
3.4.3	Comparaison des deux méthodes	78
3.4.4	Le facteur R	80
3.5	Fonctions d'ajustement et extraction du nombre de ρ, ω et ϕ	85
3.6	Spectres en impulsion transverse bruts	89
3.7	Une simulation réaliste pour l'extraction des corrections d'acceptance et d'efficacité	91
3.7.1	Le générateur AliGenMUONLMR	91
3.7.2	Les corrections d'acceptance et d'efficacité	93
3.8	Résultats	94
3.8.1	Spectre en impulsion transverse	94
3.8.2	Rapport $\frac{N_\phi}{N_{\rho+\omega}}$	95
3.8.3	Sections efficaces et sections efficaces différentielles	95
3.9	Conclusions et perspectives	102
4	Analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ, ω, ϕ) en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	103
4.1	La sélection et le traitement des données	103
4.1.1	Les déclencheurs	103
4.1.2	La sélection physique des événements	105
4.1.3	La sélection de la centralité de la collision	105
4.2	Un premier regard sur les spectres en masse invariante	108
4.2.1	Compréhension du bruit de fond en simulation	109
4.2.2	Spectres obtenus après une première reconstruction des données	110
4.2.3	Spectres obtenus après une seconde reconstruction des données	115
4.3	Conclusions et perspectives	124
5	Le trajectographe à muons vers l'avant (MFT)	127
5.1	Contexte expérimental	127
5.2	Faisabilité dans ALICE	133
5.3	Motivations physiques	133
5.3.1	Physique des dimuons	134

5.3.2	Physique du charme et de la beauté	135
5.3.3	Caractéristiques globales des événements	135
5.4	Caractéristiques du MFT	135
5.4.1	La simulation de l'appareillage	135
5.4.2	Localisation des plans	137
5.4.3	La digitalisation des HITs	137
5.5	Etude de multiplicité	138
5.5.1	Multiplicité dans les plans de pixels	139
5.5.2	Un tuyau de forme conique	139
5.5.3	Projet d'amélioration de l'ITS et intégration des plans du MFT	144
5.5.4	Taux d'occupation	149
5.5.5	Conséquences pour la clusterisation des plans	152
5.6	Influence du champ magnétique et de l'absorbeur	152
5.6.1	Influence de l'absorbeur	152
5.6.2	Influence du champ magnétique	155
5.6.3	Technologie envisagée pour les pixels	157
6	Performances physiques du MFT	161
6.1	Mesures du vertex	161
6.1.1	Dépendance en impulsion de la résolution au vertex	164
6.1.2	Mesure de l'offset	165
6.1.3	Influence de l'incertitude au vertex et de la taille des pixels sur la détermination de l'offset	166
6.2	Résolution en masse invariante des dimuons	169
6.3	Association des traces du spectromètre avec les traces du MFT	174
6.3.1	Principe général	174
6.3.2	Les caractéristiques des différentes simulations	176
6.3.3	La sélection des traces muons dans le spectromètre	177
6.3.4	Quelques caractéristiques globales	181
6.3.5	Estimation du nombre de traces traitables	182
6.3.6	Amélioration de l'algorithme d'association des traces et résultats complémentaires	187
6.4	Conclusion et état du projet	190
	Conclusion	195
	Annexe 1 : Corrections de Branson à la traversée de l'absorbeur hadronique	197
	Annexe 2 : Liste des runs utilisés dans les analyses	201
	Annexe 3 : Centralité de la collision et modèle de Glauber	205
	Annexe 4 : Les générateurs MONTE CARLO utilisés	209
	Annexe 5 : Le filtre de Kalman du spectromètre à muons	213

Introduction

Repousser les limites de la connaissance des propriétés de la matière qui nous entoure reste l'un des enjeux majeurs de la communauté scientifique contemporaine. Sonder l'infiniment petit, à l'échelle du femtomètre pour le noyau atomique, nous ouvre une porte sur la compréhension de l'infiniment grand, et notamment sur les premiers instants de l'univers, dans le cadre du modèle du Big Bang. En effet, l'univers n'a pas toujours été tel que nous le connaissons. Aux tous premiers instants, ce modèle prédit que les constituants fondamentaux du noyau atomique, les quarks et gluons, évoluaient alors librement. Cet état de la matière, qui va nous intéresser dans cette thèse, est nommé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). L'univers se serait ensuite refroidi, initiant une transition de phase à l'origine du confinement des quarks et gluons dans les hadrons constituant la matière ordinaire telle qu'on la connaît aujourd'hui. La théorie développée pour décrire les interactions entre quarks et gluons s'appelle la Chromodynamique Quantique ou QCD. Connaître les propriétés de ce plasma ainsi que la nature de la transition de phase fait l'objet de recherches très actives. Ces études permettent de tester la QCD dans des conditions extrêmes de température et/ou de pression.

L'enjeu expérimental ici consiste à recréer en laboratoire les conditions d'un "mini Big Bang", et seules les collisions d'ions lourds relativistes permettent d'atteindre des températures et densités d'énergie nécessaires à la formation durant un très bref instant (moins de 10 fm/c) d'un PQG. L'accélérateur de particules Large Hadron Collider (LHC) s'inscrit dans la lignée des accélérateurs SPS au CERN et RHIC à Brookhaven et bénéficie de l'expérience acquise depuis plus de 30 ans dans le développement d'aimants supra-conducteurs et de nouvelles technologies, lui permettant ainsi de détenir le record d'énergie la plus élevée jamais atteinte en collisionneurs, avec 7 TeV dans le centre de masse en collisions proton-proton. Le LHC dispose d'un programme de collisions d'ions lourds, un mois par an, qui a permis en 2010 la collecte de $8 \mu b^{-1}$ de données en collisions Pb-Pb à l'énergie de 2.76 TeV par paire de nucléons, dans l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment), expérience dédiée à l'étude du PQG. Ces premières données ont déjà permis de mettre en évidence le fait que la boule de feu créée dans la matière nucléaire au LHC est plus chaude, vit plus longtemps et s'étend sur une plus grande taille que celle qui avait déjà été observée à RHIC en 2005.

L'étude du PQG, de par son très faible temps de vie, ne peut se faire de façon directe. De nombreuses signatures de sa présence ont été proposées par les théoriciens pour son étude. Cette thèse s'oriente plus spécifiquement sur les signatures associées à l'analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω et ϕ). L'étude de l'augmentation de l'étrangeté est accessible à travers les taux de production du méson ϕ comparativement à ceux des mésons ρ et ω . La restauration de

la symétrie chirale, accompagnant le déconfinement des quarks et gluons, est étudiée via l'étude de la fonction spectrale du méson ρ . Les mésons vecteurs de basses masses sont mesurables dans ALICE à la fois dans le tonneau central (dans le canal de désintégration en diélectrons), et dans le spectromètre à muons dans le canal de désintégration dimuonique, qui sera ici notre canal d'études.

Ce travail de thèse s'articule autour de deux axes principaux, l'analyse des mésons vecteurs de basses masses, on l'aura compris, mais aussi autour d'une étude de faisabilité en vue des projets d'amélioration de l'actuel spectromètre à muons. Ce projet est motivé par l'amélioration de la résolution en masse des résonances mesurées avec le spectromètre, par la réduction du bruit de fond provenant des pions et kaons, mais aussi par l'accès à de nouvelles mesures physiques. En effet, il ouvre la possibilité de la mesure des J/ψ prompts et des J/ψ provenant de la décroissance des mésons B de façon distincte.

Ce manuscrit s'organise de la façon suivante. Le premier chapitre consiste en une introduction théorique à la symétrie chirale et au plasma de quarks et de gluons. Une revue expérimentale des résultats obtenus sur les mésons ρ , ω et ϕ ainsi que sur les résultats de SPS, de RHIC et les premiers résultats du LHC est présentée. Le chapitre 2 décrit le collisionneur LHC ainsi que le multidétecteur ALICE. La description des détecteurs est orientée sur les premières performances physiques obtenues dans les données et sur les fonctionnalités utilisées dans les analyses. Le chapitre 3 décrit l'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les résultats qui feront l'objet d'un article de la collaboration ALICE sont décrits. Cette première analyse en collisions pp sert de référence à l'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV dont l'analyse fait l'objet du chapitre 4. On présentera dans ce chapitre les premiers signaux observés. Le chapitre 5 présente le projet d'amélioration du spectromètre à muons qui consiste en l'ajout d'un trajectographe en pixels de Silicium (MFT) à l'avant de l'absorbeur frontal. Enfin le chapitre 6 contient les performances du MFT obtenues en simulations et les perspectives du projet.

Le PQG : cadre théorique et résultats expérimentaux

Dans ce premier chapitre, on introduit le formalisme de la Chromodynamique Quantique ainsi que des notions théoriques sur la symétrie chirale. On introduit également l'état de la matière qu'est le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) et les signatures permettant de le mettre en évidence. L'accent sera mis sur les signatures du PQG accessibles via l'étude des mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω , ϕ). Une revue expérimentale des résultats obtenus au SPS et à RHIC est réalisée et les premiers résultats obtenus dans ALICE sont abordés.

1.1 Introduction

Le rôle de la physique subatomique est de fournir une description unifiée de l'ensemble des particules élémentaires existantes. Le modèle standard de la physique des particules, théorie développée dans les années 1970, permet de décrire les interactions forte, faible et électromagnétique ainsi que les particules constituant la matière. Les interactions faible et électromagnétique sont unifiées dans la théorie électrofaible. L'interaction forte est quant à elle bien décrite par la Chromodynamique Quantique (ou QCD), une théorie quantique des champs, dont on verra le formalisme. Les particules élémentaires, au nombre de 36, se classent en 2 catégories : les fermions (24) et les bosons (12). Les fermions, qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et sont soumis au principe d'exclusion de Pauli possèdent un spin demi-entier. Ce sont des particules élémentaires de matière qui peuvent être divisées en 2 catégories les leptons et les quarks. Chaque particule de matière possède son anti-particule correspondante (même masse et charge opposée). Il existe 3 familles de leptons et de quarks. Construites sur le même modèle, elles ne diffèrent que par la masse des particules, qui augmente lorsqu'on passe de la famille un à la famille trois, voir figure 1.1. Dans la matière ordinaire, seules les particules de la première famille sont observables. Il faut mettre en jeu de grandes densités d'énergie pour observer les particules des autres familles, qui, instables, se désintègrent rapidement en particules de la première famille, plus légères. Les bosons, quant à eux obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ils sont de spin entier et peuvent coexister dans le même état quantique. Ces particules sont des particules messagères, c'est-à-dire médiatrices des forces fondamentales. Le photon est le médiateur de la force électromagnétique. Les bosons Z^0 , W^+ et W^- sont les vecteurs de l'interaction faible. Et enfin, il existe huit gluons de masse nulle, médiateurs de l'interaction forte. La force forte n'agit que sur des objets dits colorés que sont les quarks et les gluons. Ce travail de thèse se place dans le cadre de l'interaction

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name	u	c	t	Y
	up	charm	top	photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d	s	b	g
	down	strange	bottom	gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	electron neutrino	muon neutrino	tau neutrino	weak force
Leptons	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e	μ	τ	W
	electron	muon	tau	weak force
				Bosons (Forces)

Figure 1.1 – Tableau des particules élémentaires.

forte décrite par la QCD.

1.2 Le formalisme de QCD

Le terme chromodynamique quantique vient du grec *chrôma* qui signifie couleur. En effet, la symétrie de base de la QCD est la symétrie de couleur. Particule fondamentale de QCD, le quark peut exister selon 3 états de couleur différents (et 3 états d'anti-couleur). L'invariance des observables doit être conservée quelque soit la transformation des états de couleur. Cette introduction du nombre quantique de couleur est basée sur une observation expérimentale. En effet, l'observation du baryon Δ^{++} , de spin $3/2$ et constitué de 3 quarks u dans le même état de spin, violerait le principe d'exclusion de Pauli si ce nombre quantique supplémentaire "couleur" n'était pas introduit. L'objet mathématique permettant la réalisation de l'invariance de couleur est le groupe de Lie $SU(3)_c$, groupe spécial unitaire de degré 3 (indice c pour couleur) [1]. Selon cette représentation, les gluons sont définis comme des champs vectoriels dans l'espace de représentation adjointe de $SU(3)_c$. Cet espace est de dimension 8 d'où l'existence de 8 gluons représentés par des matrices 3×3 hermitiques de trace nulle. La représentation la plus utilisée pour ces matrices est celle de Gell-Mann. En construisant la théorie de gauge, on obtient le Lagrangien de QCD décrivant l'interaction forte, écrit sous forme compacte [2] :

$$L_{QCD} = \sum_f \bar{\psi}_f (i \not{D} - m_f) \psi_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où l'indice f indique une sommation sur toutes les saveurs de quarks et a une sommation sur les 8 gluons. m_f est la masse du quark de saveur f . \not{D} est définie comme $\not{D} = D_\mu \gamma^\mu$ avec D_μ la dérivée covariante qui s'écrit sous une forme plus développée :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig A_\mu^a t^a \quad (1.2)$$

Le Lagrangien se réécrit ainsi :

$$L_{QCD} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\partial_\mu \gamma^\mu - m_f) \psi_f + \sum_f \bar{\psi}_f g A_\mu^a t^a \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

Le terme :

$$\sum_f \bar{\psi}_f (i\partial_\mu \gamma^\mu - m_f) \psi_f \quad (1.4)$$

provient de l'équation de Dirac. C'est le Lagrangien d'un fermion libre de masse m représenté par le champ $\psi(t, \vec{r})$. Le terme :

$$\sum_f \bar{\psi}_f g A_\mu^a t^a \gamma^\mu \psi_f \quad (1.5)$$

est le terme de couplage de Yukawa qui décrit l'interaction du champ de quark avec les gluons. Le terme t^a s'exprime à partir des matrices de Gell-Mann : $t^a = \frac{\lambda^a}{2}$. Enfin, le terme $G_{\mu\nu}^a$ est le tenseur de champ de gluons s'écrivant :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.6)$$

Les coefficients f^{abc} sont les constantes de structure de SU(3). g est identifié à la constante de couplage de l'interaction forte. La première partie du tenseur décrit la cinétique des gluons et est analogue à la description de la cinétique des photons en QED (électrodynamique quantique). Le terme $g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ est quant à lui spécifique à la QCD. Il décrit l'auto-interaction des gluons qui provient du fait que la QCD est une théorie non abélienne. En effet, en QED, les photons n'ont pas la possibilité d'interagir entre eux. Les gluons comme les quarks transportent une charge de couleur, alors que le photon lui ne porte pas de charge électrique. Cette auto-interaction des gluons, aura de nombreuses conséquences [3].

1.3 La constante de couplage α_s

On peut associer à une interaction donnée trois constantes de couplage : une constante dite nue, renormalisée ou effective. La constante nue n'a pas de sens physique puisqu'elle est reliée aux champs libres. Dans les calculs, des divergences apparaissent ce qui nécessite une renormalisation de la théorie. Lors de la renormalisation, une constante de couplage renormalisée est introduite, puis une constante de couplage effective qui va dépendre de l'échelle d'énergie Q^2 des processus étudiés. En QCD, l'interaction doit être renormalisée par les fluctuations quantiques qui sont de deux types : les fluctuations fermion-antifermion (analogues à QED) et les fluctuations qui proviennent de l'auto-interaction des gluons (propre à QCD), voir graphes de Feynman figure 1.2.

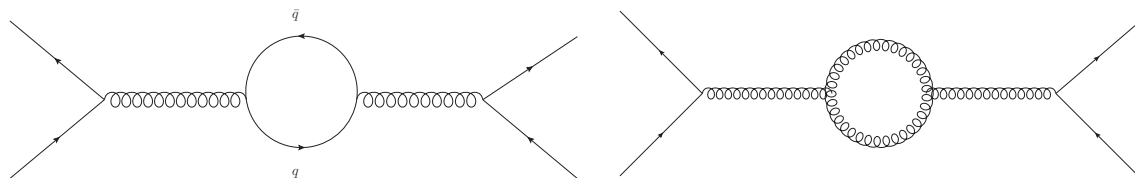


Figure 1.2 – Figure de gauche : graphe de Feynman des fluctuations fermion-antifermion. Figure de droite : graphe de Feynman des fluctuations provenant de l'auto-interaction des gluons [4].

Cela conduit à l'établissement d'une constante de couplage α_s effective, dont on peut donner l'expression au plus bas ordre en théorie des perturbations :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.7)$$

avec N_c le nombre de couleurs (égal à 3), N_f le nombre de saveur de quarks (égal à 6). Λ , le paramètre d'échelle fondamentale de la QCD déterminé expérimentalement est environ égal à 200 MeV. Le comportement de α_s varie avec l'énergie, comme le montre la figure 1.3, et suit la loi énoncée dans l'équation 1.7.

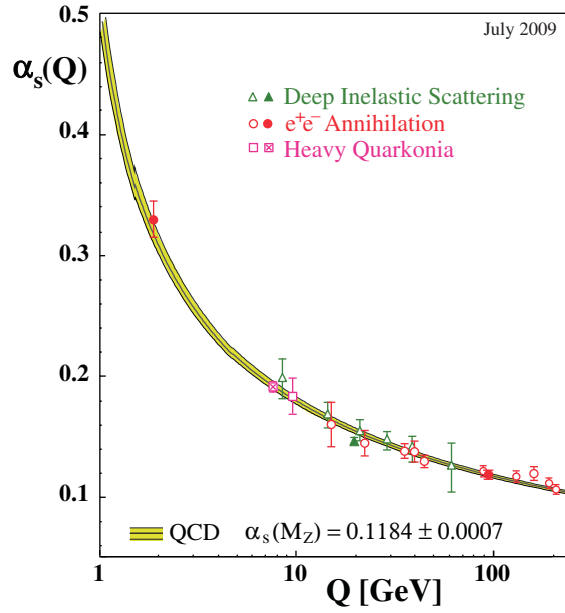


Figure 1.3 – Variation de la constante de couplage de QCD en fonction de l'échelle d'énergie [5].

Le comportement de α_s varie fortement selon le domaine d'énergie. Au dessus de 1 GeV, on se trouve dans le régime de la liberté asymptotique. En dessous de 1 GeV, c'est le régime du confinement de la couleur. Cette énergie de 1 GeV, peut être ramenée à une distance, qui est de l'ordre de 1 fm, taille typique des hadrons.

1.3.1 La liberté asymptotique

Dans le domaine des grandes énergies, que l'on peut aussi rapporter au domaine des petites distances, la figure 1.3 nous indique que la constante de couplage α_s est très petite. Cela est aussi visible dans le calcul de α_s , où, pour les grandes impulsions, α_s tend vers zéro. Cela se traduit physiquement par des interactions très faibles entre des quarks proches. Les quarks se comportent alors comme des particules quasi-libres. Cette propriété de QCD est très intéressante puisque la théorie des perturbations peut être utilisée dans ce domaine d'énergie.

1.3.2 Le confinement de la couleur

Lorsqu'on se place dans le domaine des petites énergies, donc des grandes distances (i.e distances de la physique nucléaire, supérieures au fermi), le comportement de α_s change drastiquement. La constante de couplage diverge. Physiquement, cela se traduit par le fait que l'on ne

peut pas séparer des quarks liés (l'interaction entre eux étant très forte). D'un point de vue plus général, cela signifie que l'on ne peut pas non plus observer un quark seul libre. En effet, dans la nature, seuls les objets dits "blancs" existent avec des masses finies. Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.2, il existe trois couleurs en QCD. Les seules configurations de quarks pouvant exister sont des singlets de couleur de taille typique 1 fm. Ce sont les hadrons tels qu'on les observe. Ils sont de deux types :

- les baryons : constitués de 3 quarks (un bleu, un rouge et un vert) ;
- les mésons : constitués d'un quark et d'un antiquark (bleu-antiblu, rouge-antirouge ou vert-antivert).

Cette propriété s'appelle le confinement de la couleur. Dans ce régime où la constante de couplage est très forte, la théorie des perturbations n'est bien évidemment plus applicable, il faut alors utiliser des calculs sur réseau ou des modèles effectifs.

1.4 La symétrie chirale

Le Lagrangien de QCD à basses températures, possède une symétrie particulière : la symétrie chirale. On introduira le formalisme de cette symétrie ainsi que ses propriétés particulières. Rapelons tout d'abord la masse des quarks dans le tableau 1.1.

Type du quark	Masse du quark
u	1.5 à 3.3 MeV
d	3.5 à 6.0 MeV
s	104^{+26}_{-34} MeV
c	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$ GeV
b	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$ GeV
t	171.2 ± 2.1 GeV

Tableau 1.1 – Masses des quarks extraites de la référence [6].

Comme on peut le noter, cette gamme en masse s'étend du MeV à la centaine de GeV. Dans notre domaine de "basse énergie", les quarks lourds sont "gelés" et on peut uniquement considérer les quarks légers (u , d et s). En effet la masse de ces quarks légers est très petite en comparaison de la masse typique des hadrons. La qualité de la symétrie dépend des faibles valeurs des masses de quarks mises en jeu. Elle est bien réalisée lorsque l'on considère les quarks u et d . Nous nous placerons donc dans ces conditions par la suite. Ces considérations peuvent cependant être étendues au quark s bien que la symétrie soit moins réalisée de part la masse plus élevée de ce quark. Nous allons maintenant reconsidérer le Lagrangien de QCD sans sa partie gluonique qui est séparément invariante. On ne conservera que le terme cinétique et de masse du Lagrangien pour les quarks u et d . Les indices de couleurs sont volontairement omis pour des raisons de lisibilité, et on obtient cette nouvelle expression pour le Lagrangien :

$$\begin{aligned}
 L_{QCD} &= i\bar{\psi}_u \gamma^\mu \partial_\mu \psi_u + i\bar{\psi}_d \gamma^\mu \partial_\mu \psi_d - m_u \bar{\psi}_u \psi_u - m_d \bar{\psi}_d \psi_d \\
 &= i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

Dans la première expression ψ_u et ψ_d sont les champs de quarks u et d respectivement. On peut introduire un isospineur ψ qui est un vecteur colonne constitué des champs de quarks in-

dividuels défini comme tel : $\begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}$. $\bar{\psi}$ est le vecteur ligne associé. Avant d'introduire la notion de symétrie chirale, il est nécessaire de comprendre les autres symétries mises en jeu dans le Lagrangien qui sont de 2 types : la symétrie vectorielle et la symétrie axiale.

1.4.1 Symétrie vectorielle ou symétrie d'isospin

Les deux premiers termes du Lagrangien de l'équation 1.8 possèdent une symétrie $SU(2)_v$ (l'indice v pour vectorielle). Ces termes sont invariants sous la transformation : $\psi \rightarrow e^{i\alpha_i \frac{\tau_i}{2}} \psi$ où les α_i sont des paramètres continus et τ_i les matrices de Pauli. Cette symétrie est à l'origine de la conservation du courant d'isospin (courant apparaissant dans l'interaction électrofaible des hadrons). Cette symétrie est légèrement violée par le 3^{ème} terme du Lagrangien. On note cependant que la différence des masses de quarks $\frac{m_u - m_d}{2} \sim 2 \text{ MeV}$ est très inférieure à la masse typique des hadrons de 1 GeV. La réalisation de cette symétrie est à l'origine de la classification des hadrons en multiplets d'isospin. Par exemple, le proton et le neutron sont partenaires et ont une masse quasiment égale.

1.4.2 Symétrie axiale

Le Lagrangien de l'équation 1.8 possède aussi la symétrie axiale. La transformation associée est la suivante : $\psi \Rightarrow e^{i\alpha_i \frac{\tau_i}{2} \gamma^5} \psi$. L'invariance exacte de cette symétrie nécessiterait que $m_u = m_d = 0$. Cette symétrie est donc légèrement brisée par le terme en $\frac{m_u + m_d}{2}$ qui vaut environ $\sim 5 \text{ MeV}$. En comparant à nouveau cette valeur à la taille typique des hadrons, on voit que la symétrie est brisée à moins de 1%. Cette symétrie est presque aussi bien réalisée que la symétrie d'isospin mais n'est pas visible au niveau du spectre des hadrons, car elle est spontanément brisée comme on le verra dans la section 1.4.5.

1.4.3 La chiralité

Le concept de symétrie chirale a été introduit en 1884 par Lord Kelvin : "*J'appelle n'importe quelle figure géométrique, ou groupe de points, chiral, et je dis qu'ils possèdent la chiralité, si leur image dans un miroir plan, parfaitement réalisée, ne peut pas être mise en coïncidence avec elle-même.*" [7]. Dans notre quotidien, une telle symétrie est facilement visualisable (figure 1.4).

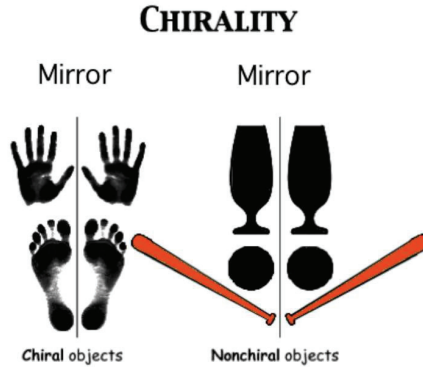


Figure 1.4 – Exemple d'objets chiraux et non-chiraux [7].

Pour une particule en mouvement possédant un spin, l'hélicité est la projection du spin dans la direction de vol d'une particule. Pour les particules de spin 1/2, deux états d'hélicité sont possibles : les états gauches et droits. Pour les particules sans masse, la chiralité peut être confondue avec l'hélicité. Comme on se place dans le secteur des quarks légers, la symétrie chirale devient une symétrie exacte du Lagrangien. C'est la symétrie $SU(n_f)_L \times SU(n_f)_R$. Elle se construit à partir des symétries vectorielles et axiales. De façon plus formelle, on peut introduire les champs de chiralité gauche et droit, tels que :

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi = P_L \psi \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi = P_R \psi \quad (1.9)$$

Les transformations de $SU(2)$ vont agir indépendamment sur les champs de quarks gauches et droits, selon :

$$SU(2)_L : \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_L \quad \psi_R \rightarrow \psi_R \quad (1.10)$$

$$SU(2)_R : \psi_R \rightarrow e^{i\beta_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_R \quad \psi_L \rightarrow \psi_L \quad (1.11)$$

Grâce aux propriétés des projecteurs gauches et droits P_L et P_R , il est facile de montrer que la partie cinétique du Lagrangien de l'équation 1.8 est invariante sous la symétrie chirale. En effet :

$$L_K = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi = i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R + i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L \quad (1.12)$$

Si le terme cinétique du Lagrangien possède la symétrie chirale, qu'en est-il du terme de masse ?

1.4.4 Brisure explicite

La brisure explicite du Lagrangien de QCD est amenée par le terme de masse. On peut en effet le ré-écrire :

$$L_m = -m\bar{\psi}\psi = -m\bar{\psi}(P_R\psi_R + P_L\psi_L) = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.13)$$

Le terme de masse mélange les états gauches et droits. Il n'y a plus invariance. La brisure de la symétrie axiale se retrouve dans cette petite brisure explicite de la symétrie chirale. Encore une fois, cette violation de la symétrie reste légère (inférieure à 1%). On a fait l'hypothèse ici que la symétrie d'isospin est exacte (le terme en $\bar{\psi}\tau_3\psi$ n'est pas pris en considération). Le Lagrangien de QCD se met alors sous la forme :

$$L_{QCD} = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.14)$$

Les quantités (presque) conservées, dues à la réalisation de la symétrie chirale sont les trois charges gauches et trois charges droites construites par combinaison linéaire des charges vectorielles et axiales. La symétrie axiale et donc la symétrie chirale sont brisées de façon explicite à 1%, mais ce n'est pas cette (faible) brisure, qui explique que la symétrie axiale ne se retrouve pas au niveau du spectre des hadrons. En effet, symétrie axiale et par conséquent, symétrie chirale, sont brisées de façon spontanée.

1.4.5 Brisure spontanée

La réalisation parfaite de la symétrie axiale et donc de la symétrie chirale, devrait conduire à un doublement du spectre des hadrons (lorsque $m \sim 0$), de même que la symétrie vectorielle induit une dégénérescence d'isospin au niveau du spectre des hadrons. Chaque hadron devrait en

effet posséder un partenaire chirale de parité opposée et de même masse. Or, cela n'est pas observé expérimentalement. Les partenaires chiraux attendus des pions, du ρ , et du nucléon, sont respectivement le σ , le a_1 et le $N(1535)$. Comme on peut le remarquer sur la figure 1.5, la masse des partenaires chiraux diffère fortement. La collaboration ALEPH a mesuré les fonctions spectrales du ρ et du a_1 par désintégration du τ et a montré que leurs formes sont très distinctes (voir figure 1.6).

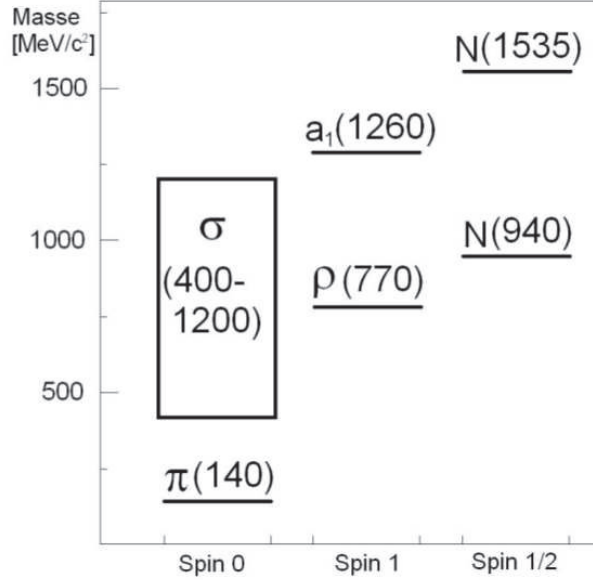


Figure 1.5 – Masses des partenaires chiraux $\pi - \sigma$, $\rho - a_1$ et $N(940)$ - $N(1535)$ [8].

La différence fondamentale entre la symétrie d'isospin et la symétrie axiale réside dans le fait que la symétrie d'isospin est réalisée à la Wigner, cela signifie que le vide (ou état fondamental) possède l'invariance sous cette symétrie. Cela n'est pas le cas de la transformation axiale qui possède une charge axiale non nulle. C'est une symétrie spontanément brisée, de type Goldstone. La symétrie se réalise au niveau du Lagrangien mais n'est pas présente dans le spectre. Cette symétrie, de type Goldstone, nécessite la présence de bosons dits de Goldstone, de masse nulle. Dans notre cas, ils sont au nombre de trois (car il existe trois charges axiales) et sont identifiés avec les trois états de charge du pion. Le fait que la masse du pion ne soit pas nulle, comme attendue, provient de la brisure explicite de la symétrie chirale qui a été décrite précédemment (masse des quarks u et d non nulle). Il est intéressant d'introduire deux grandeurs qui jouent le rôle de paramètres d'ordre pour la symétrie : la constante de désintégration du pion $f_\pi = 94$ MeV et le condensat de quarks défini par :

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle \quad (1.15)$$

La valeur de ce condensat est différente de zéro. On note qu'il existe un mélange des états gauche et droit dans le vide de QCD. Le couplage gauche-droit est schématisé par le dessin de la figure 1.7.

Un quark gauche q_G , interagissant avec le vide non perturbatif s'annihile avec l'anti-quark gauche \bar{q}_G du condensat $\langle \bar{q}_G q_D \rangle$. Le quark en résultant est un quark droit q_D . Il est possible de relier les deux paramètres d'ordre, grâce à l'équation de Gell-Mann-Oakes-Renner (GOR), qui

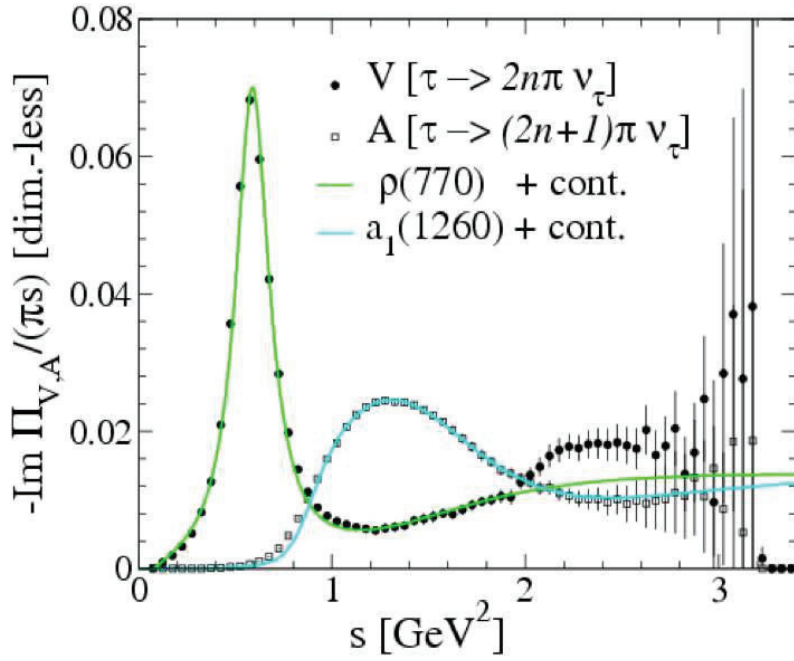


Figure 1.6 – Fonctions spectrales des mésons ρ et a_1 observées par désintégration τ par la collaboration ALEPH [9].

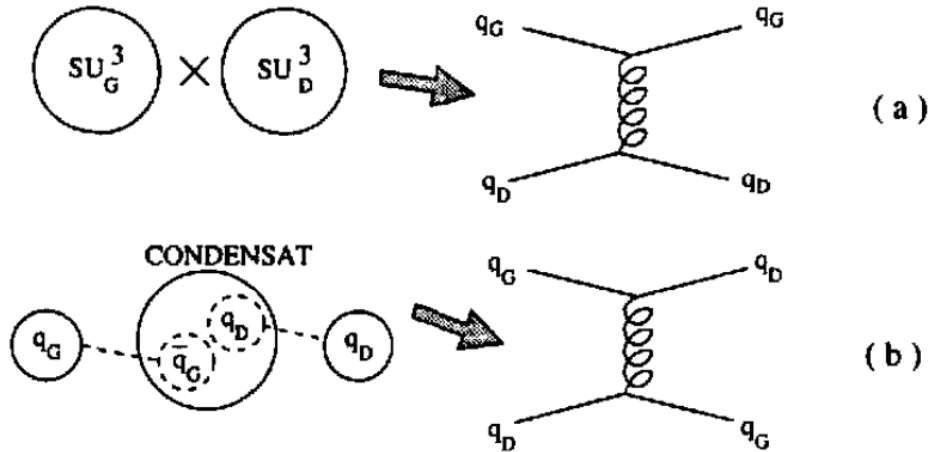


Figure 1.7 – Illustration du couplage des quarks gauches et droits [10].

conduit au résultat :

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -2m \langle \bar{q}q \rangle \quad (1.16)$$

m étant la somme des masses du quark u et du quark d . Cette relation intéressante établit le lien entre le monde microscopique (condensat de quarks) et le monde macroscopique (constante de désintégration et masse du pion). La valeur du condensat peut être calculée :

$$\langle \bar{q}q \rangle = (-250 \text{ MeV})^3 \pm 10\%$$

Cela correspond à l'hypothèse d'un condensat dit fort, semblant être confirmée par les calculs sur réseau.

1.4.6 Restauration de la symétrie chirale

La QCD sur réseau et les modèles thermodynamiques prédisent une restauration de la symétrie chirale à haute température et densité. En cas de restauration totale de la symétrie, les paramètres d'ordre décrits précédemment tendent vers zéro comme le montre la figure 1.8.

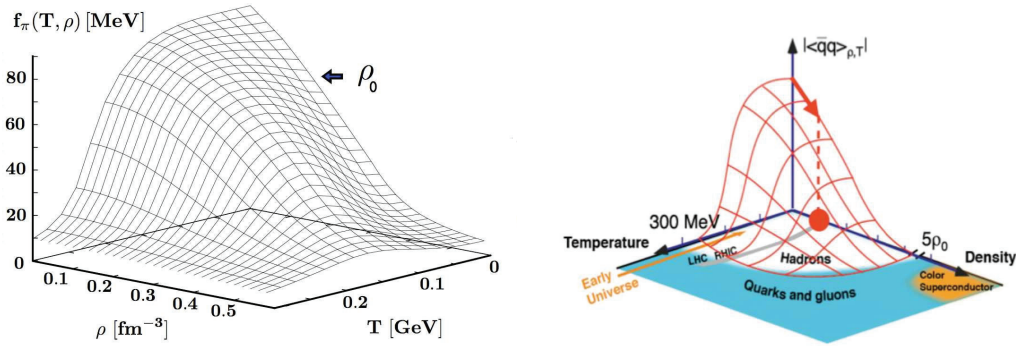


Figure 1.8 – Gauche : évolution de f_π en fonction de la température T et de la densité ρ . Droite : évolution du condensat de quarks en fonction de la température T et de la densité ρ [7].

Dans la matière nucléaire de densité ordinaire, et à $T = 0$ MeV, comme c'est le cas au centre des noyaux lourds, le condensat a déjà diminué de 35% indiquant une restauration partielle de la symétrie chirale. Selon différentes théories, le condensat évoluerait linéairement avec la densité dans le milieu nucléaire et quadratiquement avec la température, comme le montre l'équation 1.17 [7] :

$$\frac{f_\pi^2(T, \rho)}{f_\pi^2(0)} \approx \frac{\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle_{T, \rho}}{\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle_0} = 1 - \frac{T^2}{8f_\pi^2} - \frac{\sigma_N}{m_\pi^2 f_\pi^2} \rho + \dots \quad (1.17)$$

À la température critique $T_c \approx 180$ MeV, il y a restauration de la symétrie chirale. La brisure puis restauration de la symétrie chirale peut aussi être schématisée en terme de potentiel effectif à deux degrés de liberté : le méson pseudo-scalaire π et le méson iso-scalaire σ . Dans le vide, ce potentiel peut être représenté par un chapeau mexicain (figure 1.9.a). L'état de plus petite énergie freine la symétrie de rotation dans le plan π - σ . Lorsque la symétrie chirale est restaurée graduellement, le cercle chirale se réduit, la masse du méson sigma diminue (figure 1.9.b). Lorsque la symétrie est totalement restaurée, le potentiel devient parabolique et il existe une symétrie de rotation (figure 1.9.c). Les mésons π et σ ont alors la même masse dégénérée.

La restauration de la symétrie chirale est un champ de recherche actif de la physique hadronique. La principale différence entre le mécanisme de brisure de la symétrie chirale et le mécanisme de Higgs qui fonctionne selon le même principe, est le fait que le condensat de quarks n'est

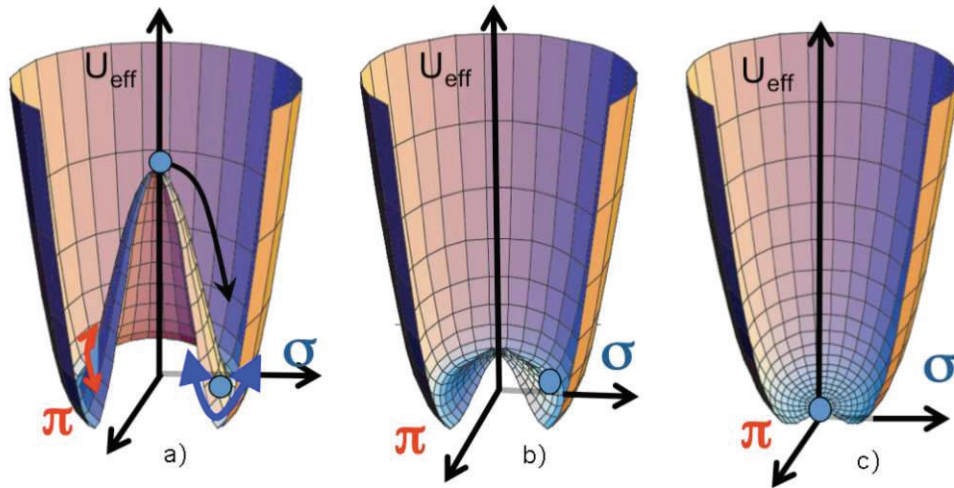


Figure 1.9 – Potentiel effectif en terme de degré de liberté du π et du σ . La symétrie chirale est totalement brisée (a), partiellement restaurée (b) et complètement restaurée (c) [7].

pas une observable. Il faut relier le condensat de quarks aux observations expérimentales grâce à des modèles théoriques. Dans la matière nucléaire, on s'attend à des modifications de la valeur du condensat de quarks, comme cela a été montré dans la figure 1.8. Ces modifications devraient avoir des conséquences sur les propriétés des particules créées à partir des excitations du vide de QCD. Certains modèles essaient de lier les fonctions spectrales des hadrons dans le milieu, leurs masses ou constantes de couplage au condensat.

1.4.7 Modèles effectifs

Afin d'avoir accès à une interprétation physique plus directe, des théories effectives hadroniques sont formulées en terme de degrés de liberté hadroniques pertinents. Citons les modèles NJL (Nambu-Jona-Lasinio) et le modèle sigma qui lient les propriétés des condensats de quarks et de gluons aux masses des hadrons.

Le modèle NJL permet de considérer les quarks de saveur u et d interagissant via une interaction $q\bar{q}$ attractive. Cette interaction n'est effective que pour des quarks d'impulsion inférieure à une coupure λ de l'ordre du GeV. Le paramètre λ possède un sens physique et permet de reproduire le fait que dans la QCD seuls les quarks de faible impulsion interagissent fortement. L'interaction confère aux quarks dits "nus" une masse M nommée masse constituante. Les quarks ainsi obtenus sont nommés quarks constituants. Le Lagrangien du modèle NJL s'écrit :

$$L_{NJL} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + \frac{G_1}{2} [(\bar{\psi}\psi)^2 + (i\bar{\psi}\gamma^5\vec{\tau}\psi)^2] \quad (1.18)$$

où ψ est un isodoublet des champs de quarks u et d et m la masse nue à l'origine de la petite brisure de la symétrie chirale. Les trois paramètres de ce modèle sont la masse m , la constante de couplage positive G_1 et λ . Ce modèle permet d'illustrer le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie chirale et d'étudier sa restauration lorsqu'on augmente la température et/ou la densité. Le commutateur sigma du quark constituant est presque égal au tiers de la masse du nucléon, allant dans le sens que le nucléon est fait de 3 "gros" quarks constituants. À température nulle et densité baryonique finie, on retrouve l'équation 1.17. À température finie, la loi en T^2 n'est plus respectée. Cela s'explique par l'absence des pions thermiques dans le modèle dans le cadre de

l'approximation des champs moyens. Il existe une extension au modèle, nommée RPA (Random Phase Approximation), faisant intervenir les pions et mésons sous forme de modes collectifs quark-antiquark.

Le modèle σ linéaire est construit de telle sorte à reproduire les propriétés de symétrie de QCD. Le point de départ du modèle est le Lagrangien d'une théorie de nucléons libres.

$$L = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M_N(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.19)$$

où ψ est l'isodoublet de champ de protons et de neutrons décomposé en champs de chiralité gauche et droit. Dans ce Lagrangien, on note une forte violation de la symétrie chirale provenant du terme contenant la masse du nucléon ($M_N \approx 1 \text{ GeV}/c^2$). Pour pallier ce problème, une matrice de masse $W(x)$ qui se transforme de façon à assurer l'invariance chirale du Lagrangien est introduite. La matrice $W(x)$ est paramétrée par 4 champs réels $\sigma(x)$ et $\vec{\pi}(x) = (\pi_1(x), \pi_2(x), \pi_3(x))$ tel que : $W(x) = \sigma(x) + i\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}(x)$. Le champ σ est un scalaire isoscalaire et le champ $\vec{\pi}$ est un pseudoscalaire isovecteur identifiable au pion. Le terme de masse du Lagrangien se réécrit alors : $L_M = -g(\bar{\psi}_L W(x)\psi_R)(\bar{\psi}_R W^\dagger(x)\psi_L)$. La brisure explicite de la symétrie chirale est introduite via l'ajout d'un terme potentiel dans le Lagrangien : $V(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda}{4}(\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - v^2)^2 - c\sigma$ où λ est toujours positif. Le premier terme de ce Lagrangien est invariant chirale. La petite brisure explicite est amenée par le terme $c\sigma$. Si v est choisi de telle sorte que $v^2 < 0$, le modèle sigma linéaire n'est pas une bonne description de la réalité. En revanche, si $v^2 > 0$, le potentiel présente une forme de "chapeau mexicain". Le vide n'est pas invariant chirale. Il existe une infinité de vides dégénérés, par rotation sur le cercle chirale. On peut ensuite relier les quatre paramètres du modèle (λ, v^2, c, g) à quatre observables : la masse du nucléon, la masse du π , la masse du σ , et la constante de désintégration du pion de telle sorte que $c = f_\pi m_\pi^2, g = \frac{M_N}{f_\pi}, \lambda = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2f_\pi^2}$ et $v^2 = f_\pi^2 \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2}$. Ce modèle peut ensuite être étendu au modèle sigma non linéaire, qui permet de bonnes prédictions de QCD dans le régime des basses impulsions [4].

1.5 Thermodynamique de la QCD, le plasma de quarks gluons

La restauration de la symétrie chirale s'accompagne de la libération des degrés de liberté des quarks et gluons, associée à un déconfinement. Comme on l'a déjà dit, les quarks et gluons sont confinés dans les hadrons. Pour bien comprendre ce phénomène de confinement, on peut introduire le potentiel V auquel est soumise une paire de quarks dans un hadron [11] :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma(T)r \quad (1.20)$$

On reconnaît α_s la constante de couplage forte et σ la tension assimilable à la tension d'une corde. Le terme en σ traduit l'effet du confinement lorsqu'on se place dans le cadre des grandes distances (voir figure 1.10). La tension de la corde est dépendante de la température. Les calculs de QCD sur réseau nous indiquent que la tension de la corde tend vers zéro pour une température de l'ordre de 160 MeV. A cette température critique, les quarks et gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. Le milieu devient un plasma de quarks gluons (PQG en français). Il y a alors transition de phase. Dans la littérature on retrouvera aussi l'acronyme QGP pour Quark Gluon Plasma. Shuryak en 1980 est le premier à proposer cette terminologie, et définit le PQG comme suit [SHUR] : *"When the energy density exceeds some typical hadronic value ($1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), matter no longer consists of separate hadrons (protons, neutrons, etc.), but of their fundamental constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or quark-gluon) plasma."*

Il est intéressant de noter que la température critique de déconfinement est voisine de la température critique de restauration de la symétrie chirale. Cette "coïncidence" ne trouve pas d'explication théorique pour l'instant.

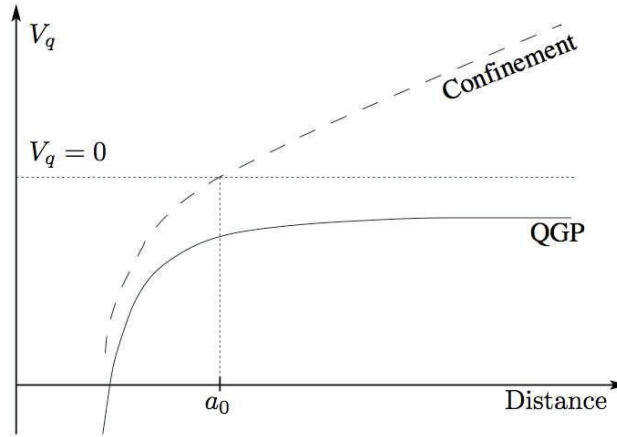


Figure 1.10 – Potentiel inter-quark V_q en fonction de la distance entre les quarks. a_0 est la taille d'un hadron. La courbe en pointillé représente le potentiel à température nulle. La tension de la corde induit un confinement des quarks. Lorsque la tension de la corde tend vers 0, il y a formation du PQG [11].

1.5.1 Diagramme de phase de la QCD

Afin de visualiser la transition de phase vers un état de PQG, il est commode d'utiliser le diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température-densité baryonique (figure 1.11). La matière nucléaire ordinaire telle qu'on la connaît, correspond aux zones de basses températures et de densité baryonique égale à 1. Pour explorer ce diagramme, plusieurs chemins peuvent être empruntés. Aux premiers instants de l'univers, c'est à densité baryonique presque nulle que s'est effectuée la transition de phase de la matière dans un état de plasma de quarks et de gluons, vers un état de gaz de hadrons. Dans le quadrant opposé du diagramme, on trouve les étoiles à neutrons, avec leurs densités baryoniques extrêmes. La matière y est alors soumise à de fortes contraintes, faisant perdre aux hadrons leur individualité. Ces deux situations particulières, les premiers instants après le Big Bang et le coeur des étoiles à neutrons, ne sont bien sûr pas accessibles à l'observation. Afin d'étudier la transition de phase vers un état de plasma de quarks gluons et observer la restauration de la symétrie chirale, il est donc nécessaire d'augmenter la densité baryonique ainsi que la température. Afin de recréer de telles conditions en laboratoire, on doit utiliser les collisions d'ions lourds relativistes. Les flèches sur la figure 1.11 représentent les zones que permettent d'explorer divers accélérateurs d'ions lourds (RHIC, LHC et SIS300).

1.5.2 La transition de phase

Une des grandes questions de la physique nucléaire encore ouverte aujourd'hui, avec celle de l'établissement d'une équation d'état de la matière nucléaire, reste la nature de la transition de phase qui conduit à la formation du PQG. Grâce aux calculs sur réseau, effectués à potentiel baryonique nul et où aucune saveur de quark n'est considérée, il a été montré que la transition de

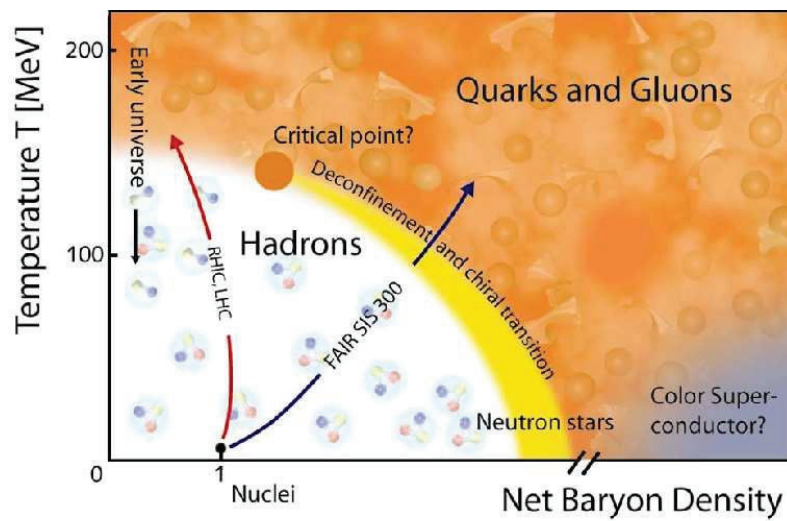


Figure 1.11 – Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température/densité baryonique.

phase est une transition de phase du premier ordre. La transition se fait avec dégagement d'une chaleur latente. Cependant, si l'on raffine les calculs en faisant intervenir 2 à 3 saveurs de quarks, la transition de phase s'effectue alors de façon continue ("crossover"). Pour illustrer la transition de phase, la figure 1.12 est souvent utilisée. Ce calcul réalisé par Fordor et Katz [12], s'effectue à densité baryonique non nulle, pour de grands volumes et en utilisant la masse physique des quarks dans les calculs. Il est à noter que pour les potentiels baryoniques élevés ($\mu_B > 360$ MeV), la transition de phase est du premier ordre. Le fait de définir une température critique de transition de phase a alors un sens. Tandis qu'aux potentiels baryoniques faibles, la transition est continue. Il existe un point particulier dans ce diagramme : le point tricritique (ou "endpoint") à partir duquel la transition de phase change de nature. Les expériences telles que RHIC ou LHC, qui atteignent des potentiels baryoniques plus faibles seront plus à même de mettre en évidence une transition de phase de type "crossover", si telle est sa nature.

1.5.3 Les collisions d'ions lourds relativistes pour former le PQG en laboratoire

Afin d'atteindre des densités d'énergie et températures nécessaires à la formation d'un PQG, comme cela a été montré dans le diagramme 1.11, les collisions d'ions lourds relativistes sont utilisées en laboratoire. En effet, le système va être chauffé grâce à l'énergie incidente des projectiles, conduisant à des densités 5 à 10 fois supérieures à la densité de la matière nucléaire ordinaire et des températures dépassant les 150 MeV. Suivant les types d'accélérateurs utilisés et leurs différents faisceaux, les densités d'énergies et les températures atteintes vont être bien différentes, comme le montre le tableau 1.2. Ce tableau regroupe les informations des accélérateurs AGS ("Alternative Gradient Synchrotron") aux USA, du SPS ("Super Proton Synchrotron") au CERN, du RHIC ("Relativistic Heavy Ion Collider") aux USA et du LHC ("Large Hadron Collider") au CERN. Sont indiquées l'énergie nominale disponible dans le centre de masse par paire de nucléons incidents $\sqrt{s_{NN}}$, la nature de l'ion le plus lourd, la densité d'énergie et la température atteinte. Suivant les énergies mises en jeu dans ces accélérateurs, la "cinématique" des collisions est assez différente. On introduit ici trois grandeurs intéressantes qui seront utilisées par la suite dans la description des collisions : le paramètre d'impact, la rapidité et la pseudo-rapidité. Le

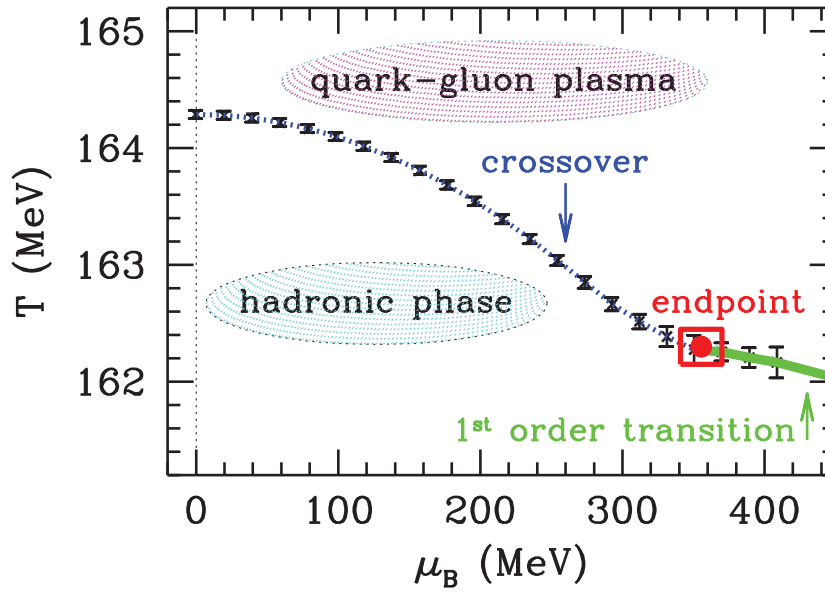


Figure 1.12 – Température en fonction du potentiel chimique baryonique. La ligne pointillée bleue correspond à une transition de phase continue ("crossover"), le trait plein vert à la transition du 1^{er} ordre [12].

Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	Cible fixe	Cible fixe	Collisions	Collisions
Année	1992	1994	2001	2010
Ions lourds	$Au - Au$	$Pb - Pb$	$Au - Au$	$Pb - Pb$
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV/n n)	4.8	17.3	200	2760
ε (GeV/fm ³)	~ 1.5	~ 3.5	~ 5.5	~ 8.5
T (MeV)	~ 150	~ 190	~ 230	~ 260

Tableau 1.2 – Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiquées les ions les plus lourds accélérés, l'énergie par paire de nucléons dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$, l'année du début d'utilisation du faisceau correspondant, la densité d'énergie ε et la température T atteinte [13, 14, 15, 16].

paramètre d'impact, souvent noté b , correspond à la distance séparant le centre de deux noyaux incidents entrant en collision, selon l'axe perpendiculaire à la direction incidente. Si b est nul, le choc est frontal, la collision est dite centrale. Si b vaut la somme des rayons des deux noyaux, les noyaux s'effleurent. La collision est alors très périphérique. Les collisions permettant d'atteindre les plus grandes densités d'énergie seront bien évidemment les collisions centrales.

La rapidité est définie par la relation :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.21)$$

où E et p_z sont les composantes du quadri-vecteur énergie impulsion $\vec{p} = (E, p_x, p_y, p_z)$. Plus couramment, on utilise la pseudo-rapacité, qui est équivalente à la rapidité, dans la limite ultra-relativiste :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + p_z/|p|}{1 - p_z/|p|} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.22)$$

avec θ l'angle d'émission polaire de la particule. Selon que l'on se place à basse énergie de collisions, comme c'est le cas à AGS, où à très haute énergie comme au LHC, on n'observera pas les mêmes phénomènes en fonction de la rapidité. En effet, à basse énergie, les deux noyaux sont opaques l'un par rapport à l'autre. Les nucléons participant à la collision sont freinés et déplacés vers la région des rapidités centrales. En revanche, lors d'une collision de haute énergie, qui peut être schématisée par la figure 1.13 de gauche, les noyaux sont plus ou moins transparents l'un pour l'autre. Les nucléons participant à la collision laissent cette fois-ci derrière eux une région de rapidité centrale à faible densité baryonique, mais fortement excitée, pouvant conduire à la formation d'un plasma. L'énergie déposée dans cette région forme ensuite un gaz de hadrons (pions et kaons essentiellement).

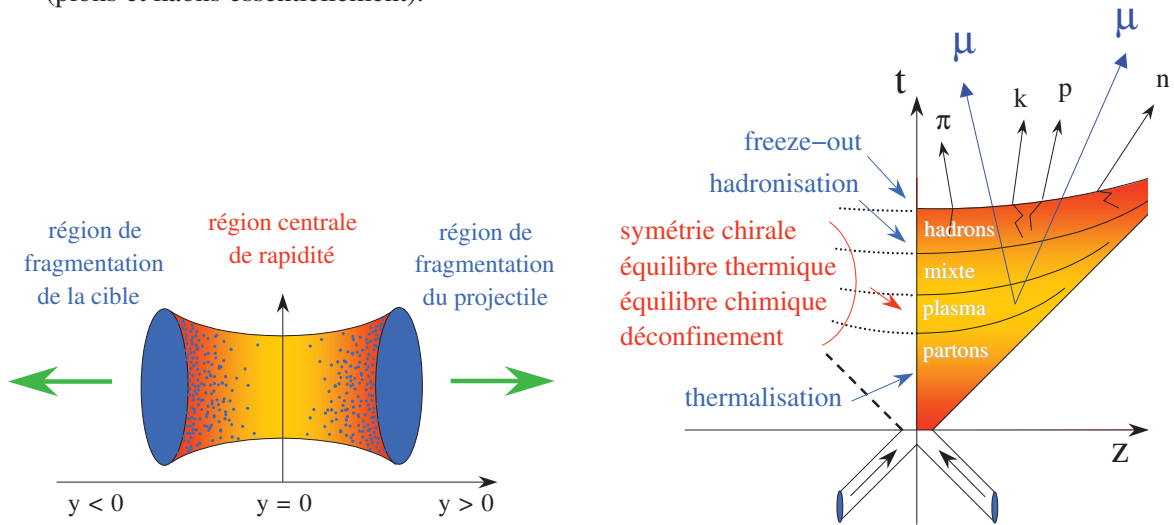


Figure 1.13 – Gauche : vue schématique d'une collision noyau-noyau à haute énergie dans le centre de masse en fonction de la rapidité. Droite : évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds.

Le scénario communément admis aujourd'hui pour décrire l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds relativistes est le scénario proposé par Bjorken [17] et schématisé dans la figure 1.13 de droite. L'évolution est présentée selon l'axe des noyaux incidents. On peut découper en différentes étapes cette évolution :

- À $t = 0$, les noyaux entrent en collision à des vitesses relativistes. Il se produit un pré-équilibre durant lequel on suppose que des collisions entre partons des deux noyaux surviennent, entraînant entre autres la formation de quarks lourds (charme et beauté). Cette phase dure environ $1 \text{ fm}/c$ ¹ et est une des phases les moins bien connues à ce jour.
- Ensuite, si la densité d'énergie est suffisante, les partons se déconfinent. Il est alors possible d'atteindre un équilibre thermodynamique permettant de former un plasma possédant une durée de vie pouvant aller jusqu'à $10 \text{ fm}/c$ au LHC. La densité d'énergie $\epsilon(y)$ s'exprime dans le scénario de Bjorken selon l'équation :

$$\epsilon(y) = \frac{1}{\tau A} \times \frac{dE_T}{dy} \quad (1.23)$$

où τ est le temps de thermalisation du milieu, A la surface de recouvrement des deux noyaux et E_T l'énergie transverse mesurée (à rapidité centrale). La densité d'énergie dépend essentiellement de l'énergie des faisceaux incidents et de la nature de la collision.

- Puis le plasma se refroidit. Une phase mixte s'instaure. On a alors cohabitation de hadrons qui se sont formés du fait du refroidissement, avec le plasma. Cette phase peut perdurer jusqu'à $20 \text{ fm}/c$.
- Enfin, on obtient finalement un gaz de hadrons libres. Ce gaz de hadrons est le siège d'interactions élastiques et inélastiques. Un premier gel du système intervient ("freeze out") lorsque les interactions inélastiques cessent. C'est le gel chimique puisque la composition chimique du système est alors figée. Le second gel, est un gel thermique qui correspond à la fin des interactions élastiques entre hadrons. Ce sont ces hadrons qui seront visualisés dans nos appareils de détection.

1.5.4 Les signatures expérimentales du PQG

Comme on l'a vu dans le scénario décrit précédemment, la durée de vie du plasma de quarks et de gluons est très faible, seulement une dizaine de fm/c , ne permettant pas son observation directe. Les seuls éléments disponibles à l'observation sont les hadrons recueillis dans les détecteurs après le gel thermique. Le travail de l'expérimentateur consiste, à partir de cet état final qui lui est accessible, à remonter le fil d'Ariane de la collision jusqu'à l'état de PQG. Pour cela, il a besoin d'observables qui vont être affectées et modifiées par la présence du PQG : ce sont les signatures expérimentales du PQG. Ces signatures sont très nombreuses et certaines d'entre elles seront brièvement passées en revue dans ce paragraphe. On insistera plus particulièrement dans la section 1.5.5 sur les signatures particulières accessibles via l'étude des mésons vecteurs de basses masses, dont l'analyse fait l'objet de cette thèse.

1.5.4.1 Suppression anormale du J/ψ

Une des signatures les plus connues pour l'étude du PQG est l'étude du taux de production du J/ψ . Le J/ψ est constitué d'une paire de quarks et d'antiquarks charmés liés $c\bar{c}$. Il est peu sensible à la phase hadronique de part sa petite taille en comparaison des pions et des nucléons. En revanche, il est très sensible à la phase partonique, puisque la formation des paires $c\bar{c}$ est empêchée

1. On rappelle que $1 \text{ fm}/c \sim 10^{-24} \text{ s}$.

par les fortes densités régnant dans le milieu (phénomène d'écrantage) [18]. Le J/ψ est de plus créé aux tout premiers instants de la collision par fusion de gluons. Il ne peut plus être créé par la suite en raison des pertes d'énergies, dues aux collisions nucléons-nucléons ultérieures. L'étude du J/ψ est aisée dans son canal de désintégration en deux leptons. C'est l'expérience NA50 au SPS qui mesura la première une suppression anormale du J/ψ dans les collisions Pb-Pb centrales à 158 GeV par nucléon (voir figure 1.14). Cette suppression est bien différente de la suppression nucléaire dite "normale" et mesurable via les collisions p-noyau. Cette suppression normale peut être due à l'interaction de l'état pré-résonant $c\bar{c}g$ faiblement lié avec le milieu (avant formation du J/ψ) où à la collision de la résonance avec d'autres nucléons (après formation du J/ψ). La figure 1.14 regroupe les résultats des expériences NA50 en collisions Pb-Pb, NA38 en collisions S-U et p-Noyau (pour quatre types de noyaux différents : Al, C, Cu et W) [20] et enfin ceux de l'expérience NA51 pour les collisions pp et p-d [21]. La suppression mesurée du J/ψ est comparée avec l'absorption nucléaire normale attendue. Les résultats des systèmes légers en collisions p-noyau et S-U n'indiquent pas de suppression anormale du J/ψ . La suppression anormale du J/ψ est observée dans les collisions Pb-Pb pour des densités d'énergie supérieures à 2.3 GeV/fm^3 . La critique que l'on peut exposer ici sur les résultats obtenus par NA50 est que les résultats obtenus par NA38 et NA51 pour les systèmes de collisions légers (et notamment p-noyau) ont été obtenus à des énergies différentes (450 GeV/c) que les résultats en collisions Pb-Pb de NA50. Les effets nucléaires froids ne sont donc pas obtenus directement à la même énergie. Ces résultats furent ensuite confirmés par l'expérience NA60 qui observa une suppression anormale similaire du J/ψ dans les collisions In-In à l'énergie de 158 GeV/nucléon [22].

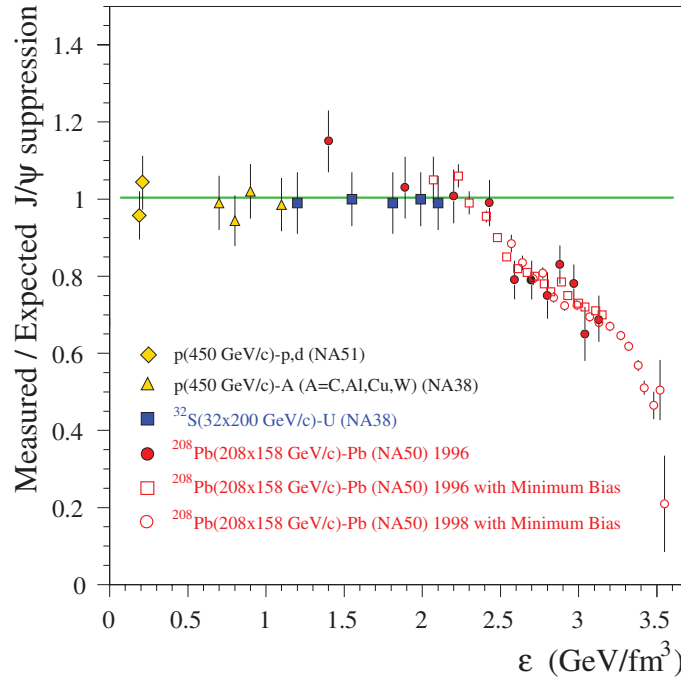


Figure 1.14 – Taux de production du J/ψ mesuré, rapporté au taux de production attendu (en prenant en compte l'absorption nucléaire) en fonction de la densité d'énergie ϵ [19].

La suppression anormale du ψ' a aussi été observée par NA50 [23]. Plus récemment, l'expérience PHENIX auprès du collisionneur RHIC a aussi mis en évidence la suppression anormale du J/ψ dans les collisions Au-Au centrales [24].

1.5.4.2 Production de photons et de dileptons thermiques

Shuryak propose en 1978 que le PQG, comme tout milieu en équilibre thermique, doit émettre un rayonnement électromagnétique [25]. Ce rayonnement est produit par annihilation $q\bar{q}$ ou diffusion Compton de gluons sur les quarks. Cela conduit à la formation de photons réels ou virtuels qui conduisent eux-mêmes à la formation de dileptons thermiques si le milieu est thermalisé. La collaboration WA98 a mis en évidence un excès de photons pour les hautes impulsions transverses dans les collisions Pb-Pb centrales à 158 GeV/c/nucléon [26]. Les expériences NA38 puis NA60 ont observé un excès de paires $\mu^+\mu^-$ dans la région des masses comprises entre la masse du ϕ et du J/ψ (région des masses intermédiaires) [27].

1.5.4.3 Atténuation des gerbes partoniques ("jet quenching")

Cette signature est ce que l'on appelle une sonde dure du PQG, puisqu'elle est relative à des signaux produits lors de processus à grandes impulsions transférées, qui ont lieu aux tout premiers instants de la collision. Dans les collisions, les partons incidents vont diffuser dans le milieu et s'hadroniser dans l'état final en formant des jets de particules. Ces particules sont produites à grande impulsion transverse ($p_T > 2$ GeV/c). Les analyses effectuées grâce à la particule principale (particule ayant la plus grande énergie du jet) montrent une forte suppression des particules de grand p_T . Les études de corrélations de deux particules à grande impulsion transverse permettent aussi de mettre en évidence ce phénomène de jet quenching dans les collisions noyau-noyau. Expérimentalement, il est difficile de reconstruire les deux jets dos à dos dans les événements de forte multiplicité, c'est pour cela que les corrélations à deux particules sont utilisées. Il faut pour cela réaliser la mesure des distributions azimutales et en rapidité des hadrons de haut p_T . La figure 1.15 présente les résultats de l'expérience STAR au RHIC [28]. La figure du haut montre les corrélations à deux particules en collisions pp et deuton-Au. Deux pics sont visibles, respectivement à $\phi \approx 0$ et $\phi \approx \pi$ (jets dos à dos) quelque soit le type de la collision et sa centralité. La même étude est ensuite réalisée pour les collisions Au-Au centrales (figure du bas). Dans les collisions les plus centrales, le pic à $\phi \approx \pi$ disparaît. Une explication apportée est que le jet avec l'impulsion transverse la plus faible, ou une grande distance à parcourir dans le milieu créé par les collisions Au-Au centrales, est étouffé dans le milieu. Le jet de haut p_T peut lui s'en échapper. L'atténuation des gerbes partoniques est une signature concluante de la formation d'un état dense dans les collisions noyau-noyau au RHIC.

1.5.4.4 Autres signatures

Il existe de nombreuses autres signatures pour mettre en évidence la formation d'un PQG.

On peut citer l'étude des processus "gamma-jet" où un jet et un photon sont émis dos à dos lors des collisions dures. L'étude du jet se fait via la mesure de l'énergie et de l'impulsion du photon. Par conservation de l'impulsion et de l'énergie, on en déduit l'énergie du parton à l'origine du jet. Le jet va subir les effets de milieu alors que le photon va traverser le milieu sans interagir.

Les distributions en rapidité des baryons sont aussi intéressantes pour mettre en évidence le pouvoir d'arrêt nucléaire, lorsque deux noyaux entrent en collision. Un rapide changement dans la forme de la distribution avec une énergie variable de faisceau est un signal clair de l'apparition de nouveaux degrés de liberté durant la réaction, c'est-à-dire d'un déconfinement.

L'étude du flot elliptique qui consiste en la mesure de la distribution azimutale des particules par rapport au plan de la réaction, peut nous renseigner sur les premières étapes de la collision et

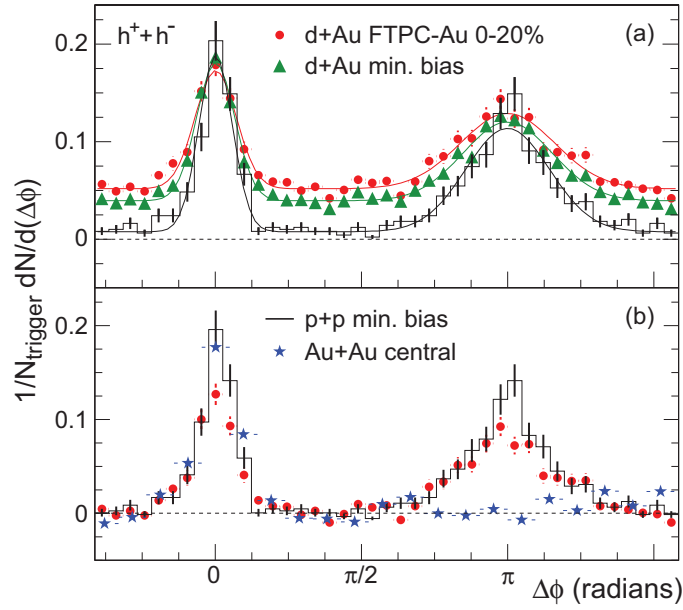


Figure 1.15 – Distributions azimutales à deux particules, corrigées de l'efficacité, des événements de biais minimum. Figure (a) : distribution pour les collisions d-Au toutes centralités confondues (vert) et pour les collisions les plus centrales (rouge). Les mesures en collisions pp sont reportées en noir. Figure (b) : Distributions pour les collisions pp (noir), d-Au centrales (rouge), Au-Au centrales (bleu) [28].

notamment sur le comportement collectif de la matière formée. La compression importante de la matière induit un gradient de pression qui va influencer sur les distributions azimutales des particules. L'étude du coefficient v_2 conduit au scénario d'une thermalisation précoce de la matière formée, suggérant qu'elle ressemble à un liquide sans viscosité dont les constituants sont en interaction forte (scénario du sQGP pour "strongly interacting Quark Gluon Plasma"). L'étude du flot elliptique dans ALICE sera notamment possible grâce à l'utilisation du détecteur VZERO qui permet la mesure du plan de la réaction.

Pour une vision plus complète, une revue critique détaillée des différentes signatures du PQG peut être trouvée dans la référence [29] tant sur le plan théorique qu'expérimental.

Il ne faut pas perdre de vue aussi que c'est l'accumulation des signatures en faveur de la formation d'un PQG qui permet de conclure sur sa formation. En effet chaque signature citée précédemment peut s'expliquer de façon indépendante, via différents modèles. Pour le mécanisme de suppression du J/ψ on peut notamment penser aux modèles des hadrons co-voyageurs (ou comovers) ou au modèle de percolation des partons. Les expériences du SPS permettaient la mesure principalement d'une seule observable (charmonia pour NA50, étrangeté pour NA57 et particules neutres pour WA98) et ce sont les expériences menées à RHIC qui ont conduit à la mesure simultanée de différentes observables (suppression du J/ψ , corrélations azimutales, jet quenching, mesures de flot elliptique...) permettant de conclure à la formation d'un état de PQG dans les collisions d'ions lourds relativistes de haute énergie, de façon indéniable.

2. La distribution azimutale des particules est analysée grâce à un développement en séries de Fourier : $\frac{d^2 N}{d\phi dp_T} = N_0(1 + 2v_2(p_T)\cos(2\phi) + \dots)$ où v_2 correspond au flot elliptique.

1.5.5 Les mésons vecteurs de basses masses : un outil expérimental pour l'étude du PQG et de la restauration de la symétrie chirale

Les mésons vecteurs de basses masses ρ , ω et ϕ sont étudiables dans l'expérience ALICE dans leur canal de désintégration en deux leptons. L'étude peut se faire dans le tonneau central pour des rapidités $|y| < 0.9$ dans le canal diélectron et dans le spectromètre à muons, pour des rapidités $-4 < y < -2.5$, dans le canal dimuon. Le canal dilepton est très intéressant puisque les leptons subissent peu d'interactions dans l'état final. Ils quittent le milieu hadronique sans subir de distorsions, et sont ainsi un outil propre pour regarder ce qu'il se passe dans le milieu. Les propriétés de ces mésons sont répertoriées dans le tableau 1.3.

Résonance	Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV/c ²)	$c\tau$ (fm)	B.R. $\mu^+\mu^-$ (%)	B.R. e^+e^- (%)
ρ	775	149	1.3	$(4.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(4.7 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
ω	783	8.5	23.5	$(9.0 \pm 3.1) \times 10^{-3}$	$(7.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
ϕ	1019	4.3	46	$(2.9 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-2}$

Tableau 1.3 – Principales caractéristiques des résonances de basses masses [6].

Les mésons ρ et ω sont constitués de quarks u et d alors que le méson ϕ est constitué d'une paire de quark-antiquark $s\bar{s}$. Plus rigoureusement, à cause de la légère violation de la règle d'OZI (Okubo-Zweig-Iizuka) il existe un mélange de quark légers dans la fonction d'onde du méson ϕ . Les fonctions d'ondes des mésons ϕ et ω sont en effet données par les relations [30] :

$$\phi = (u\bar{u} + d\bar{d}) \left(\frac{1}{\sqrt{6}} \cos\theta_V - \frac{1}{\sqrt{3}} \sin\theta_V \right) - s\bar{s} \left(\frac{2}{\sqrt{6}} \cos\theta_V + \frac{1}{\sqrt{3}} \sin\theta_V \right) \quad (1.24)$$

$$\omega = (u\bar{u} + d\bar{d}) \left(\frac{1}{\sqrt{6}} \sin\theta_V + \frac{1}{\sqrt{3}} \cos\theta_V \right) + s\bar{s} \left(-\frac{2}{\sqrt{6}} \sin\theta_V + \frac{1}{\sqrt{3}} \cos\theta_V \right) \quad (1.25)$$

Dans le cas où la règle d'OZI est parfaitement respectée, l'angle de mélange θ_V vaut 35.3° . La valeur de l'angle de mélange physique, déterminée à partir des masses des mésons et de la formule de la masse quadratique de Gell-Mann-Okubo, est en fait de 39° . La différence avec la valeur idéale notée Φ_V est de seulement 3.7° . On peut ré-écrire les fonctions d'onde des mésons Φ et ω en fonction de Φ_V :

$$\phi = \sin\Phi_V \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \right) - \cos\Phi_V (s\bar{s}) \quad (1.26)$$

$$\omega = \sin\Phi_V (s\bar{s}) + \cos\Phi_V \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.27)$$

On voit ainsi que le méson ϕ est à plus de 99% constitué de quarks étranges et le méson ω à plus de 99% de quarks u et d .

Une des premières caractéristiques à noter des résonances de basses masses est leur grande largeur de désintégration (d'autant plus vrai pour le ρ), qui implique une courte durée de vie de ces mêmes résonances (entre 1 et 50 fm/c). Cette valeur est à comparer avec la durée de vie du PQG attendue au LHC (~ 10 fm/c), et à la durée jusqu'au gel thermique (quelques dizaines de fm/c). Les basses masses sont alors affectées par la présence du milieu hadronique chaud et du PQG. Le milieu va ainsi modifier les fonctions spectrales des mésons. Les taux de production des particules, aussi affectés par le milieu, pourront nous renseigner sur les propriétés du PQG. Autre point à noter, les mésons vecteurs de basses masses ont des rapports de branchement assez faibles

aussi bien dans le canal dimuon que diélectron. Leur analyse est cependant possible puisque les mésons vecteurs sont produits abondamment à chaque collision. 5 ρ , 4.8 ω , 0.46 ϕ par collision sont attendus en moyenne en collisions pp pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV (voir chapitre 3).

1.5.5.1 Etude du méson ϕ

Le méson ϕ est très intéressant de part sa composition en quarks étranges. Il va pouvoir nous renseigner sur une signature de la formation du PQG qui n'a pas été discutée jusqu'ici : l'augmentation de l'étrangeté. Pour cela, il faut tout d'abord comprendre les mécanismes de formations de quarks étranges en présence de plasma, où dans un gaz hadronique.

Formation d'étrangeté dans le PQG et dans un gaz hadronique

Dans le PQG, les mécanismes de formation de l'étrangeté sont principalement la fusion de gluons où de deux quarks légers (u ou d), comme le montrent les graphes de Feynman de la figure 1.16.



Figure 1.16 – Diagrammes de Feynman, en QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges et anti-étranges dans un PQG [31].

Dans un gaz hadronique, l'étrangeté est produite lors des collisions binaires, conduisant à la production d'hypérons, par des processus de type :

$$\pi + \pi \rightarrow K + K \quad (1.28)$$

$$N + N \rightarrow N + \Lambda + K \quad (1.29)$$

$$\pi + p(n) \rightarrow K + \Lambda \quad (1.30)$$

La différence des processus mis en jeu entre le PQG et le gaz hadronique, explique que l'augmentation du taux d'étrangeté peut être utilisée comme signature de la formation d'un PQG. En effet, dans un milieu déconfiné, le seuil de production de paires $s\bar{s}$ est bien plus faible, en comparaison du seuil nécessaire pour former des hypérons. Dans le PQG, le seuil est d'environ 200 MeV, soit deux fois la masse du quark s . De plus, la section efficace de fusion de deux gluons (0.6 mb) est bien plus élevée que celle de fusion de quarks (0.25 mb) [32]. Dans un gaz de hadrons, le seuil en énergie pour produire les particules étranges est d'environ 1 GeV. Il faut cependant noter, comme cela est indiqué dans la référence [31], que si l'on considère des réactions faisant intervenir des résonances (comme $\Delta + N \rightarrow N + \Lambda + K$), la valeur du seuil est abaissée et peut rejoindre des valeurs identiques à celle d'une phase PQG. Même dans un gaz hadronique, il faut donc aussi s'attendre à une production d'hypérons plus importante.

Augmentation de l'étrangeté

C'est en 1982, que Rafelski et Müller exposent deux arguments en faveur d'une augmentation de l'étrangeté comme signature du PQG [33]. Le premier a été évoqué dans le paragraphe précédent. Le second argument concerne les temps d'équilibre en étrangeté. Ils sont de l'ordre de 10 fm/c pour une température de 200 MeV dans le PQG, empêchant la destruction des hadrons étranges lors des processus dynamiques [31]. Ces deux arguments, seuils en énergie bas et temps d'équilibre courts, sont en faveur d'une surproduction de particules étranges par rapport à un milieu de type gaz hadronique. L'étude du taux de production du méson ϕ dans les collisions d'ions lourds est donc très intéressante pour signer la présence d'un plasma. En effet, le méson ϕ , en plus de son contenu en quarks étranges, possède d'autres propriétés :

- sa production directe dans les collisions hadroniques est empêchée par la règle d'OZI ;
- il n'est pas un produit de désintégration d'autres particules ;
- il interagit peu dans le gaz de hadrons [34].

L'étude du rapport du nombre de ϕ sur la somme du nombre de ρ et ω en fonction de la centralité de la collision³ suscite aussi de l'intérêt. En effet, on s'attend à une augmentation de ce rapport dans les collisions les plus centrales. Des prédictions de la valeur du rapport $\frac{N_\phi}{N_\rho + N_\omega}$ ont été réalisées dans les articles [35] et [36]. A. Shor a prédit une augmentation du rapport d'un facteur 20 par rapport aux collisions pp, aux basses énergies (entre 7 et 53 GeV). U. Heinz arrive à des estimations plus basses en introduisant le fait que les paires de quark-antiquark étranges sont formées principalement par fusion de gluons dans le PQG. Le rapport en présence de PQG deviendrait 6 à 10 fois supérieur à celui obtenu en collisions pp. Les expériences NA38/NA50 ont mesuré le rapport $(\frac{N_\phi}{N_\rho + N_\omega})$ en fonction du nombre de candidats participants à la collision et de l'impulsion transverse p_T , comme le montre la figure 1.17.

On apprend de la figure 1.17 de gauche que la production du méson ϕ augmente bien plus rapidement que celle des mésons plus légers avec la centralité de la collision. La figure 1.17 de droite montre que le rapport $(\frac{N_\phi}{N_\rho + N_\omega})$ est constant en fonction de l'impulsion transverse des dimuons pour un système donné, mais sa valeur dépend du système considéré. Il est bien plus élevé dans les collisions Pb-Pb.

La figure 1.18 montre la distribution en masse invariante des dimuons en collisions p-U à une énergie de 200 GeV/nucléon (à gauche) et Pb-Pb à une énergie de 158 GeV/nucléon (à droite). Aux données expérimentales sont superposées les contributions des différents processus mis en jeu dans cette région en masse, obtenus grâce à un cocktail hadronique. Le cocktail reproduit très bien les données p-U, cependant il ne reproduit pas correctement le spectre Pb-Pb. Une augmentation de la production du ϕ par rapport à la valeur attendue est observée dans les données Pb-Pb.

1.5.5.2 Etude des mésons ρ et ω

Dans l'introduction de cette section, on a vu que les mésons vecteurs de basses masses, et plus particulièrement le ρ , vont être affectés par le milieu hadronique et le PQG puisque leurs faibles durées de vie font qu'ils vont se désintégrer en dimuons dans le milieu. Ces modifications seront

3. On rappelle que les résonances ρ et ω sont constituées uniquement de quarks légers u et d et ont une masse voisine de celle du ϕ . Ils servent ici de référence à l'étude du ϕ . On rappelle aussi que les collisions centrales correspondent à de grandes valeurs du nombre de participants N_{part} .

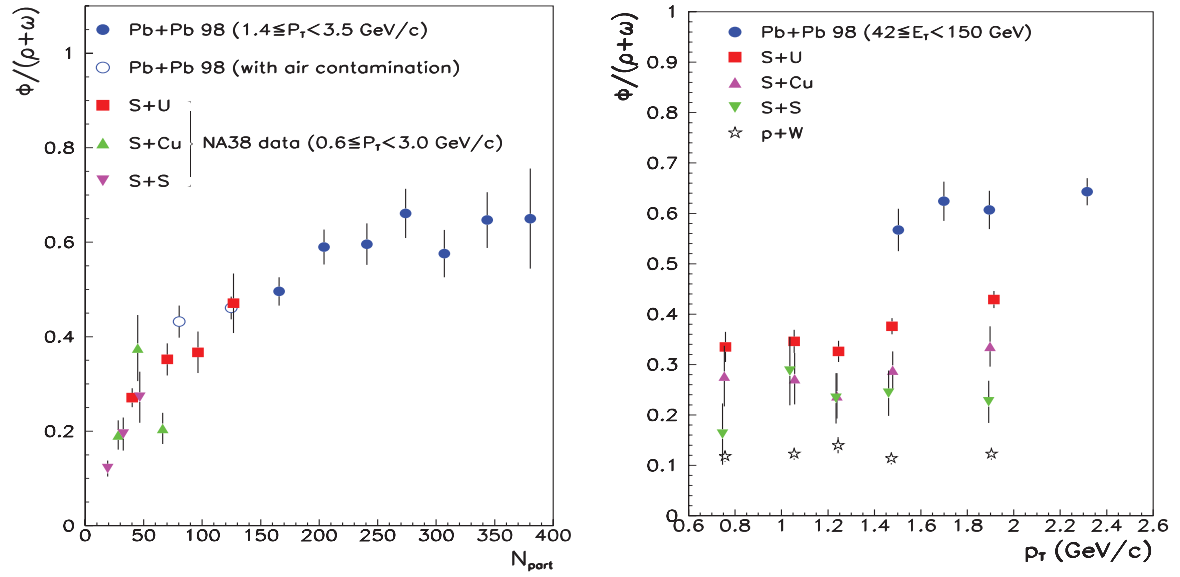


Figure 1.17 – Rapport $\phi/(\rho + \omega)$ mesuré pour différents systèmes de collisions par NA38/NA50 en fonction du nombre de participants N_{part} (gauche) et de l'impulsion transverse p_T (droite) [37].

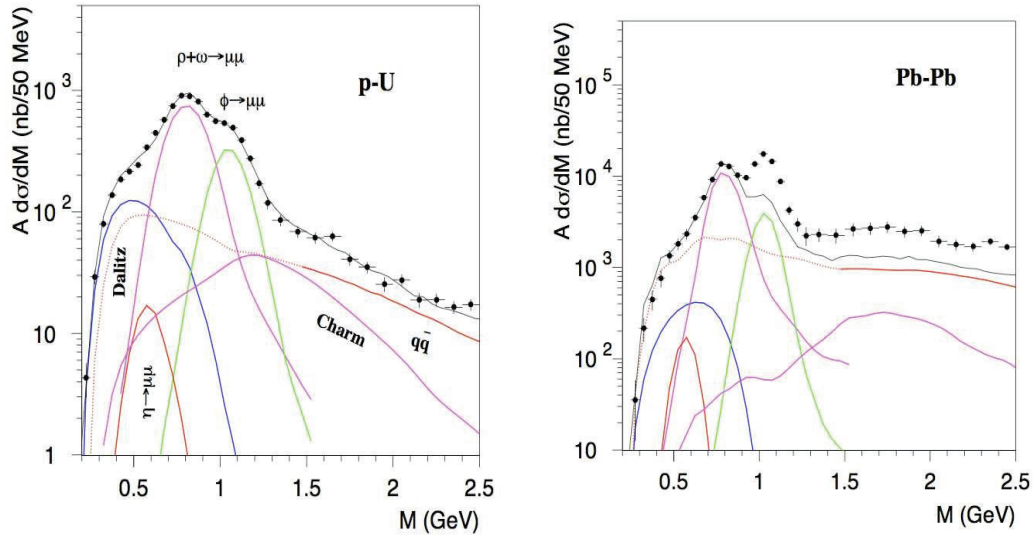


Figure 1.18 – Spectre en masse invariante obtenu par l'expérience NA38 en collisions p-U à gauche et par l'expérience NA50 en collisions Pb-Pb à droite [38].

visibles au niveau de la fonction spectrale de ces mésons et seront la signature d'une restauration partielle de la symétrie chirale. Cela peut se traduire au niveau du spectre par une modification de la masse et de la largeur du ρ . Différents modèles théoriques se sont intéressés à ces modifications. La plupart des modèles actuels vont dans le sens d'une augmentation de la largeur de la résonance. En ce qui concerne la masse, on retrouve, suivant les modèles, tous les cas de figures possibles : diminution, pas de changement ou même augmentation. Ces différents modèles et leurs effets sur la résonance ρ sont résumés dans le tableau 1.4.

	Masse du ρ	Largeur du ρ
Pisarski 1982 [39]	\searrow	\nearrow
Brown/Rho 1991 [40]	\searrow	\longrightarrow
Hatsuda/Lee 1992 [41]	\searrow	\longrightarrow
Dominguez et al 1993 [42]	\longrightarrow	\nearrow
Pisarski 1995 [43]	\nearrow	\nearrow
Chanfray 1996 [44]	\longrightarrow	\nearrow

Tableau 1.4 – Prédictions théoriques concernant les propriétés du méson ρ près de la transition de phase de QCD.

Excès de dileptons dans la zone des basses masses

Dans les figures 1.19 et 1.20, les résultats de l'expérience NA45/CERES sont répertoriés. Il s'agit des spectres en masse invariante reconstruits dans le canal diélectron pour deux systèmes de collisions différents : les collisions p-Au à 450 GeV (figure 1.19) et les collisions Pb-Au à 158 A.GeV (figure 1.20). Le spectre obtenu en collisions p-Au est très bien ajusté par les différentes contributions hadroniques possibles. En revanche dans les collisions Pb-Au, un excès est visible dans la fenêtre de masse $200 < M_{e^+e^-} < 700 \text{ MeV}/c^2$. Le facteur d'augmentation par rapport aux collisions p-noyau est de $2.6 \pm 0.5 \pm 0.6$ [45]. Différents modèles théoriques ont été utilisés pour essayer de reproduire les données (figure 1.20 de droite). La courbe bleue utilise un modèle avec diminution de la masse du ρ . La ligne rouge prévoit quant à elle un élargissement du ρ . La ligne verte représente un modèle prenant en compte le phénomène de rayonnement thermique. Ces rayonnements thermiques proviennent de la boule de feu formée par les annihilations : $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$. Comme on peut le remarquer, les grandes erreurs statistiques et systématiques ne permettent pas de faire un choix clair entre les modèles. On peut cependant noter que le scénario d'une diminution de la masse est moins favorisé (χ^2 par degré de liberté deux fois plus grand que pour les autres modèles).

Fonction spectrale du ρ

L'étude des modifications de la fonction spectrale du ρ est utilisée pour étudier la restauration de la symétrie chirale. En effet, si le ρ acquiert sa masse grâce au condensat de quarks $\langle \bar{q}q \rangle$, on devrait observer une diminution de la masse du ρ . En revanche, un élargissement de la fonction spectrale traduirait quant à lui des interactions du ρ avec le milieu, notamment avec les pions, baryons et autres mésons. Les principales contraintes sur les modèles apportées par la mesure expérimentale de la fonction spectrale du ρ proviennent des mesures effectuées par la collaboration NA60 en collisions In-In. En effet, un excès de dileptons dans la zone des basses masses, similaire à celui observé par l'expérience CERES, a été mesuré. Cet excès augmente lorsque l'on va vers

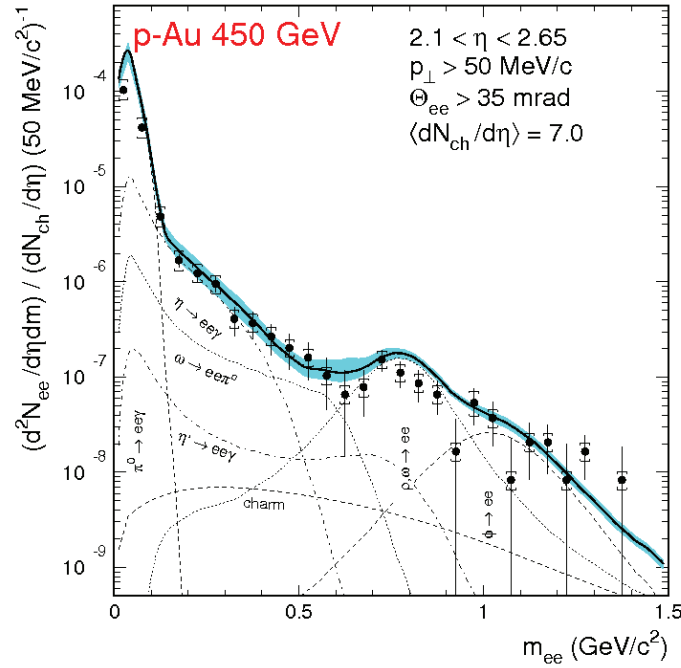


Figure 1.19 – Spectre en masse invariante diélectron en collisions p-Au à 450 GeV dans l’expérience NA45/CERES [45].

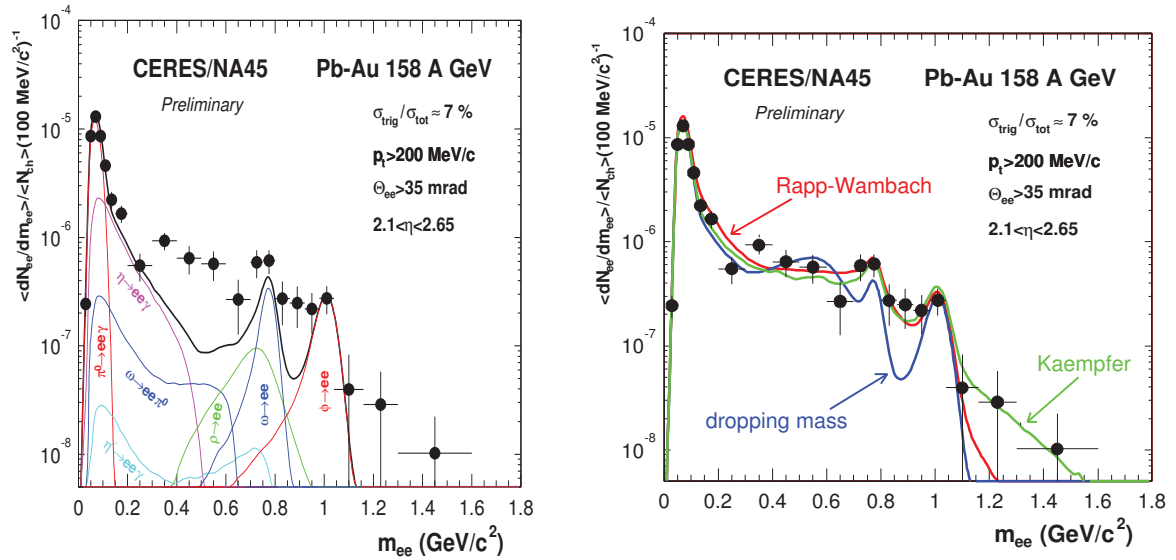


Figure 1.20 – Spectre en masse invariante diélectron de l’expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV ajusté avec un cocktail de désintégrations hadroniques (gauche). À droite : comparaison avec des modèles théoriques impliquant soit une diminution de la masse du ρ (ligne bleue), soit un élargissement du ρ (ligne rouge), soit un rayonnement thermique (ligne verte) [45].

les collisions les plus centrales (voir figure 1.21). Comme on l'a dit précédemment, il s'interprète par la radiation thermique de la boule de feu : $\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$. Expérimentalement, cet excès est extrait grâce à une méthode conservative, utilisant un cocktail hadronique et en fixant certains paramètres tels que les taux de production du ω , ϕ et η .

L'excès a ensuite été comparé à différents modèles théoriques d'élargissement de la fonction spectrale ou de déplacement de son centroïde, comme le montre la figure 1.22. Dans les collisions semi-centrales, on observe que le scénario en faveur d'un élargissement de la fonction spectrale du ρ est à privilégier (courbe bleue), quelque soit la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du dimuon. L'hypothèse d'une diminution de la masse du ρ (courbe verte) est à rejeter. Une observation des collisions plus centrales conduit à la même conclusion. Des modèles plus récents, comme le modèle de Hees et Rapp, permettent désormais de bien décrire chaque contribution à la fonction spectrale du ρ conduisant à un très bon accord des données avec le modèle, comme le montre la figure 1.23 [48].

Détaillons les différentes contributions au spectre théorique total par leur ordre d'apparition au moment de la collision :

- La courbe en noir pointillée représente la contribution des ρ primordiaux. C'est une source de dileptons non-thermique. Ils sont formés par les processus durs et traversent la zone d'interaction sans interagir. La contribution verte correspond au processus Drell-Yan. Ce processus est dominant dans la région des hautes masses ($M > 3 \text{ GeV}/c^2$) et provient des annihilations quark-antiquark lors de la collision. Ces annihilations produisent des photons virtuels qui se désintègrent en deux leptons [49].
- La contribution nommée "QGP" de la courbe jaune pointillée correspond aux émissions de dileptons thermiques cette fois-ci, dans le PQG.
- La courbe la plus importante pour l'étude d'une restauration de la symétrie chirale est la courbe rouge pointillée nommée in-med ρ qui correspond aux effets de milieu intervenant dans le gaz de hadrons. La contribution de ces effets de milieu à la courbe totale est une des principales contributions. L'interaction des mésons ρ avec la matière chaude et dense hadronique peut être caractérisée par les diagrammes de self-énergie de la figure 1.24 qui modifient le propagateur du ρ .
La courbe violette pointillée correspond à la contribution provenant de l'annihilation de 4 pions, comme indiqué sur la figure 1.25 et fait intervenir le mélange chirale du ρ et du a_1 (diagramme de gauche). Cette contribution, bien qu'assez faible, est intéressante pour étudier aussi la restauration de la symétrie chirale. Cette contribution est plus importante dans la zone en masse entre $1 < M < 1.4 \text{ GeV}/c^2$, mais est difficilement étudiable car le mélange chirale induit une faible modification du spectre (par rapport au spectre obtenu dans le vide sans mélange chirale). Ceci rend la différenciation des deux hypothèses très difficile. On renvoie à la référence [8] où la faisabilité d'une telle étude dans ALICE a déjà été discutée. On comprend bien la nécessité d'avoir dans cette région en masse les plus petites erreurs possibles sur les mesures expérimentales. La maîtrise du bruit de fond, qui n'est pas aisée dans les collisions Pb-Pb est donc primordiale dans ce type d'études afin de minimiser les erreurs systématiques dues à l'extraction du signal (voir chapitre 4).
- Les dernières contributions à la courbe sont les contributions FO et DD qui interviennent après le gel thermique. La notation FO concerne les ρ qui ne se sont pas désintégrés avant le gel. La notation DD correspond à la contribution du charme ouvert.

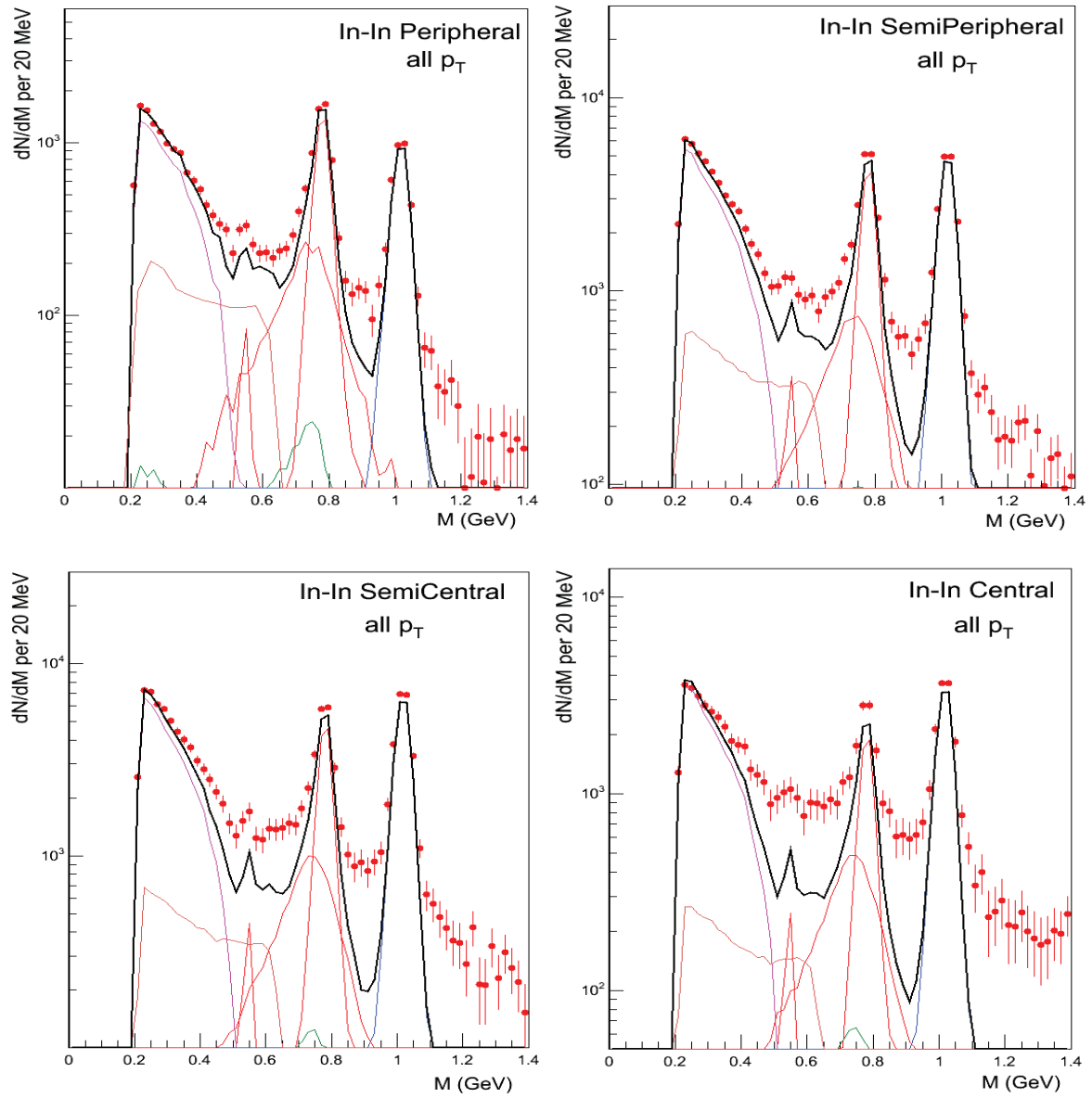


Figure 1.21 – Ajustement par un cocktail hadronique des données de l'expérience NA60 dans la région des basses masses pour les collisions périphérique (en haut à gauche), semi-périphérique (en haut à droite), semi-centrale (en bas à gauche) et centrale (en bas à droite) [46].

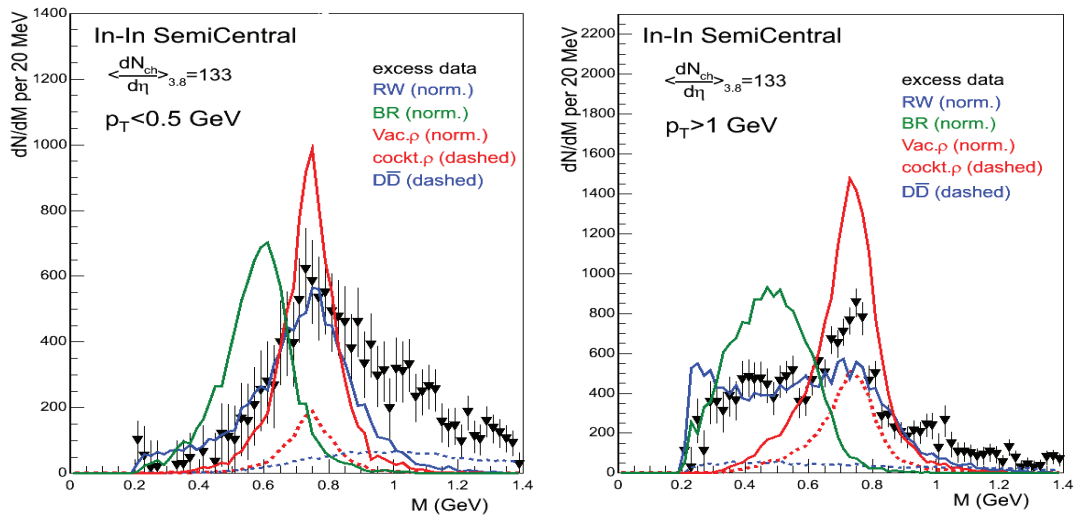


Figure 1.22 – Dépendance en p_T de l'excès mesuré par NA60 dans la zone semi-centrale et comparaison aux modèles théoriques : élargissement du ρ dans le milieu (courbe bleue) [47], déplacement du centroïde du ρ (courbe verte) [41] [40]. La courbe rouge représente le ρ non modifié. La courbe en pointillés rouges est la contribution du cocktail hadronique et la courbe en pointillés bleus représente la contribution du charme ouvert.

Les distributions en impulsion transverse (figures de droite 1.23) de l'excès permettent aussi de contraindre les modèles théoriques. Comme on peut le noter, une des limites du modèle est qu'il ne reproduit pas correctement la distribution en impulsion transverse pour les masses $0.4 < M < 0.6 \text{ GeV}/c^2$ et les hautes impulsions. Il faut noter que d'autres modèles ont aussi été utilisés pour l'ajustement des données de NA60, comme le modèle de Rupper et Renk [50] ou le modèle de Dusling [51].

1.5.6 Ce que l'on a appris de SPS et de RHIC et premiers résultats du LHC

Le premier à clamer la découverte d'un nouvel état de la matière a été le CERN dans un communiqué de presse du 10 février 2000. Le professeur Luciano Maiani, Directeur général du CERN, a déclaré : *"Les données combinées provenant des sept expériences du programme des ions lourds du CERN ont donné une image claire d'un nouvel état de la matière. Ce résultat vérifie une importante prédiction de la théorie actuelle des forces fondamentales entre les quarks. Elle marque aussi un progrès important de notre compréhension de l'évolution de l'Univers à ses premiers instants. Nous tenons maintenant la preuve de l'existence d'un nouvel état de la matière dans lequel les quarks et les gluons ne sont pas confinés. Reste maintenant un territoire entièrement nouveau à explorer, celui des propriétés physiques du plasma de quarks et de gluons. Tel est le défi que devront relever le collisionneur d'ions lourds relativistes au Laboratoire national de Brookhaven et plus tard le grand collisionneur de hadrons du CERN."* [52]. C'est le 18 avril 2005 que, dans un communiqué de presse, la communauté scientifique du RHIC évoque un comportement de fluide parfait pour le PQG. *"The truly stunning finding at RHIC that the new state of matter created in the collisions of gold ions is more like a liquid than a gas gives us a profound insight into the earliest moments of the universe."* [53]. ALICE, depuis la prise de données en collisions de Plomb de la fin de l'année 2010 délivre ses premiers résultats sur les

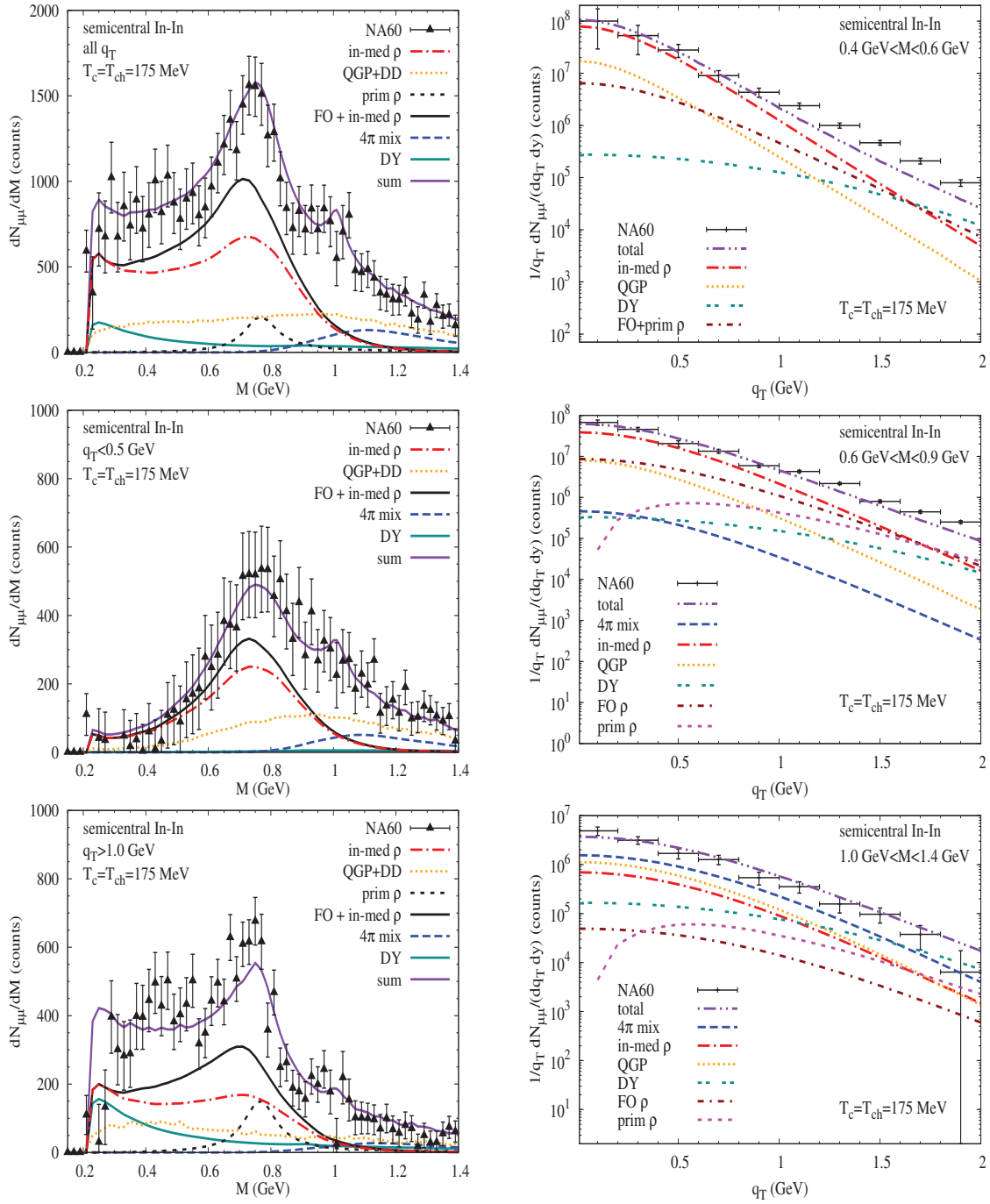


Figure 1.23 – Figure de gauche : spectre en masse invariante de l'excès mesuré par NA60 en collisions In-In semi-centrales pour toute impulsion transverse (haut), pour une impulsion transverse inférieure à 0.5 GeV/c (milieu) et supérieure à 1 GeV/c (bas). Figure de droite : distribution en impulsion transverse corrigée de l'acceptance pour les collisions In-In semi-centrales à 158 A.GeV dans NA60 pour les masses $0.4 < M < 0.6$ GeV/ c^2 (haut), pour les masses $0.6 < M < 0.9$ GeV/ c^2 (milieu) et pour les masses $1.0 < M < 1.4$ GeV/ c^2 (bas). Les calculs théoriques ont été effectués pour une émission thermique utilisant les fonctions spectrales du ρ , ω et ϕ dans le milieu, basée sur une théorie hadronique à N-corps. Ils comprennent aussi l'annihilation à 4 pions incluant un mélange chirale, et une émission du PQG ajoutée à des sources non thermiques (Drell-Yan, mésons ρ primordiaux et provenant du gel, désintégration du charme ouvert) [48].

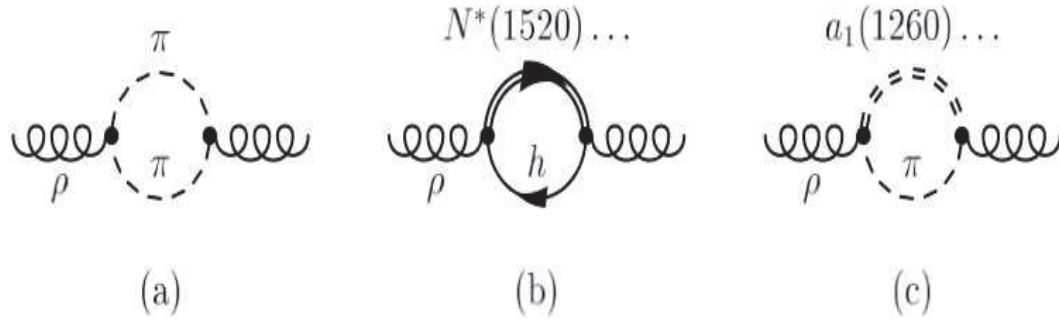


Figure 1.24 – Représentation graphique des diagrammes de self-énergie caractérisant les interactions du méson ρ avec la matière hadronique dense et chaude : (a) renormalisation du nuage de pions due à la modification du propagateur de pion, et interaction directe du méson ρ avec (b) les baryons et (c) les mésons, approximée par une excitation des résonances des baryons et des mésons [48].

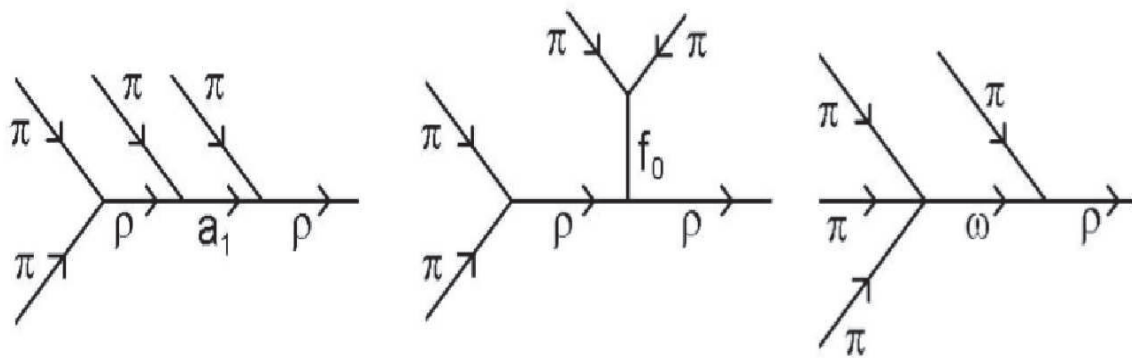


Figure 1.25 – Processus contribuant au spectre du ρ dans le canal d'annihilation de 4 pions [8].

propriétés de ce nouvel état de la matière. L'expérience a permis de réaliser la première mesure du flot elliptique au LHC, comme le montre la figure 1.26, permettant de conclure que le flot elliptique intégré augmente d'environ 30%, de l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV au RHIC à l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV au LHC. Le facteur de modification nucléaire des particules chargées, nommé

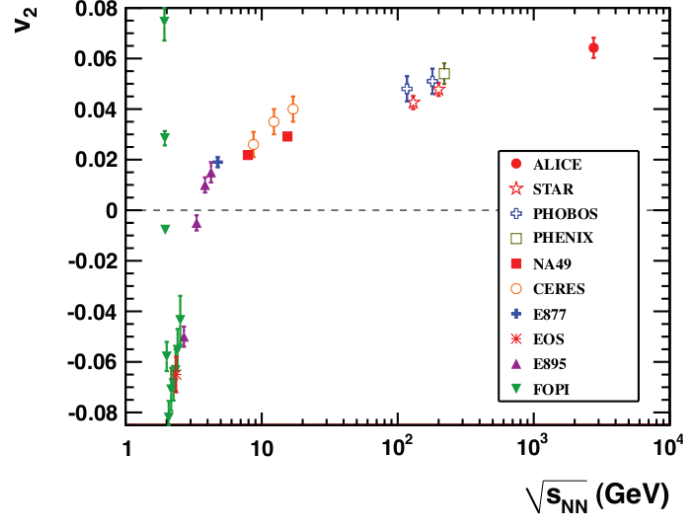


Figure 1.26 – Flot elliptique intégré à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en collisions Pb-Pb pour un intervalle en centralité de 20% – 30% comparé avec les résultats de plus basse énergie pris dans les mêmes conditions de centralité [54].

R_{AA} , permettant de quantifier les effets de milieu à haut p_T a aussi été mesuré. C'est le rapport du nombre de particules chargées détectées en Pb-Pb sur le nombre de particules chargées détectées en pp, et rapporté au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon⁴. La figure 1.27 montre que, en collisions périphériques, le facteur de modification nucléaire est grand (0.7) et indépendant de l'impulsion transverse pour des $p_T > 2$ GeV/c ce qui indique une faible perte d'énergie par les partons. Pour les collisions centrales, sa valeur est beaucoup plus faible (0.14 à $p_T = 6$ GeV/c) que les valeurs obtenues dans les collisions de plus basses énergies. Cette faible valeur du R_{AA} traduit en collisions centrales une suppression des particules de haut p_T . Cela indique une forte perte d'énergie des partons dans le milieu, et la présence d'un milieu de haute densité sur un important volume [55].

Ce que l'on peut conclure des premiers résultats dans ALICE en collisions Pb-Pb est très bien résumé dans la conclusion de l'article sur les corrélations de Bose-Einstein à deux pions [56], article qui met d'ailleurs en évidence que le rayon de la source des pions mesuré dans ALICE excède celui mesuré à RHIC de 10 à 35%. Dans cet article on peut ainsi lire qu'à partir des résultats de l'article et de ceux obtenus par l'étude des multiplicités de particules chargées [57] [58] et du flot elliptique [54], *"la boule de feu créée dans la matière nucléaire au LHC est plus chaude, vit plus longtemps et s'étend sur une plus grande taille au moment du gel qu'à plus basse énergie."*

4. On rappelle la définition mathématique du facteur de modification nucléaire :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{(1/N_{evt}^{AA})d^2N_{ch}^{AA}/d\eta dp_T}{\langle N_{coll} \rangle (1/N_{evt}^{pp})d^2N_{ch}^{pp}/d\eta dp_T} \quad (1.31)$$

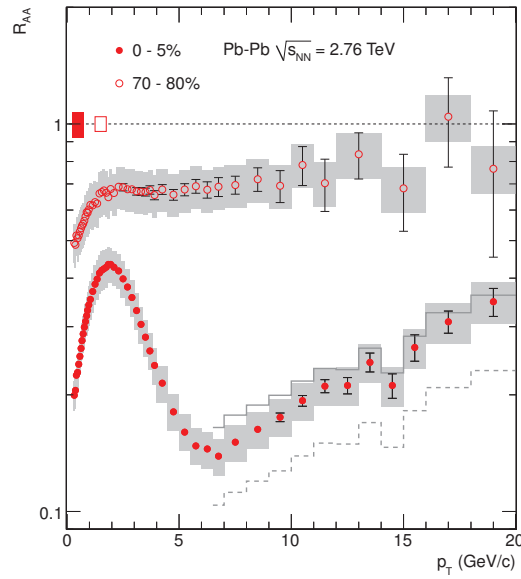


Figure 1.27 – R_{AA} des particules chargées en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV pour les collisions centrales (ronds pleins) et les collisions périphériques (ronds vides) [55]. Les barres d'erreur indiquent les erreurs statistiques et les rectangles les erreurs systématiques.

Cinq ans après le communiqué de presse du RHIC, un état de PQG a déjà été observé dans l'expérience ALICE, et ce, après seulement un mois de prises de données en collisions d'ions lourds relativistes. De premières comparaisons des propriétés de la boule de feu observée dans ALICE avec celle observée à RHIC ont déjà été réalisées. Ces premiers résultats sont annonciateurs d'analyses prometteuses à venir sur l'étude des propriétés de la transition de phase ou l'étude de la restauration de la symétrie chirale. C'est le multi-détecteur ALICE, décrit dans le chapitre suivant, qui sera utilisé pour ces études.

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ALICE

Dans ce chapitre, on traitera le LHC, son programme de physique, ainsi que les différentes expériences qui le composent. L'accent sera mis sur l'expérience ALICE, sur les données enregistrées en 2010, et sur les premières performances établies des sous-détecteurs. On entrera dans les détails de trois sous-détecteurs particuliers : l'ITS, le VZERO et le spectromètre à muons, qui jouent un rôle crucial dans les chapitres suivants, tant au niveau du travail sur le trajectographe vers l'avant, que lors de l'analyse des données. L'outil indispensable à l'analyse qu'est la grille LCG sera aussi présenté.

2.1 Le LHC et son programme de physique

2.1.1 Le LHC

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) situé à la frontière franco-suisse est le plus grand accélérateur de particules construit à ce jour et délivre la plus haute énergie jamais atteinte par un collisionneur (3.5 TeV par faisceau soit 7 TeV dans le centre de masse en collisions pp) depuis le 30 mars 2010 (figure 2.1). Il détrône ainsi le Tevatron, accélérateur situé au Fermilab à Chicago, précédent détenteur du record. D'une circonférence de 26.67 km, il est constitué de 8 arcs de cercles reliés par des sections droites. 1232 aimants dipolaires d'une taille allant jusqu'à 15 m courbent la trajectoire des 2 faisceaux de particules circulant en sens opposés dans des tubes où règne un vide poussé. Ces aimants sont dits supraconducteurs et génèrent un puissant champ magnétique de 8.4 T. Pour atteindre de telles performances, ces aimants sont refroidis à une température de -271°C grâce à de l'hélium liquide. 392 aimants quadripolaires sont aussi utilisés pour concentrer les faisceaux et des aimants correcteurs permettent d'optimiser leurs trajectoires. En pratique, des atomes d'hydrogène sont ionisés avant d'être injectés dans l'accélérateur LINAC2, puis dans l'injecteur du Synchrotron à protons PSB. Les protons passent alors d'une énergie de 50 MeV à une énergie de 1.4 GeV. Ils poursuivent leur route dans le Synchrotron à Protons (PS) où ils atteignent l'énergie de 25 GeV, puis dans le SuperSynchrotron à Protons (SPS) à une énergie de 450 GeV. Ils rejoignent ensuite le LHC après avoir été regroupés par paquets (2808 paquets de 2×10^{11} protons à puissance nominale). La luminosité (reflétant le taux de collisions) qui sera atteinte dans de telles conditions avoisinera les $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Lors de la campagne de prises de données 2010, le LHC a fonctionné jusqu'à une luminosité instantanée de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en fin de campagne [59].

Le LHC est aussi conçu pour accélérer des ions plomb. À partir d'un échantillon de plomb chauffé à 500°C , on obtient des ions Pb^{27+} à une énergie de 2.5 keV par nucléon. Ces ions sont

recupérés puis accélérés une première fois à une énergie de 4.2 MeV/nucléon. Ils sont ensuite "filtrés" par une feuille de carbone pour atteindre une charge Pb^{54+} . Ils sont accélérés dans le LEIR (anneau d'ions de basse énergie) à 72 MeV/nucléon. L'accélération se poursuit dans le PS à 5.9 GeV/nucléon. Une nouvelle ionisation est faite pour former les ions Pb^{82+} qui sont envoyés dans le SPS où ils atteignent 177 GeV/nucléon. Ils sont ensuite transférés dans le LHC où l'énergie nucléon-nucléon dans le centre de masse vaut 2.76 TeV par paire de nucléons [60].

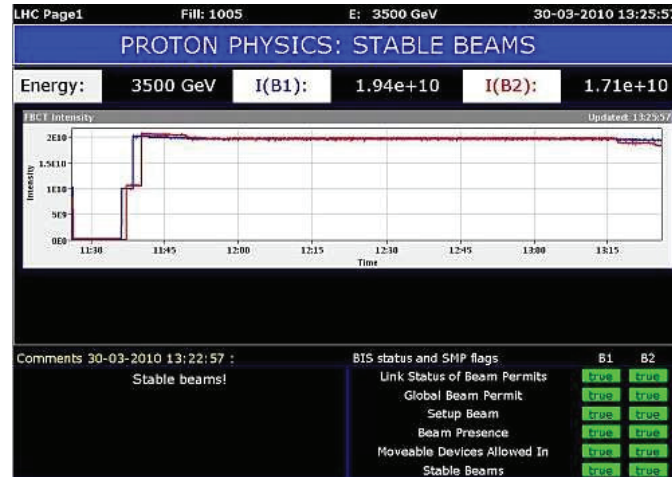


Figure 2.1 – Ecran général de contrôle du LHC le 30 mars 2010 après les premières collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'intensité de chaque faisceau est de l'ordre de 2×10^{10} protons. Seulement deux paquets de particules par faisceaux ont circulé.

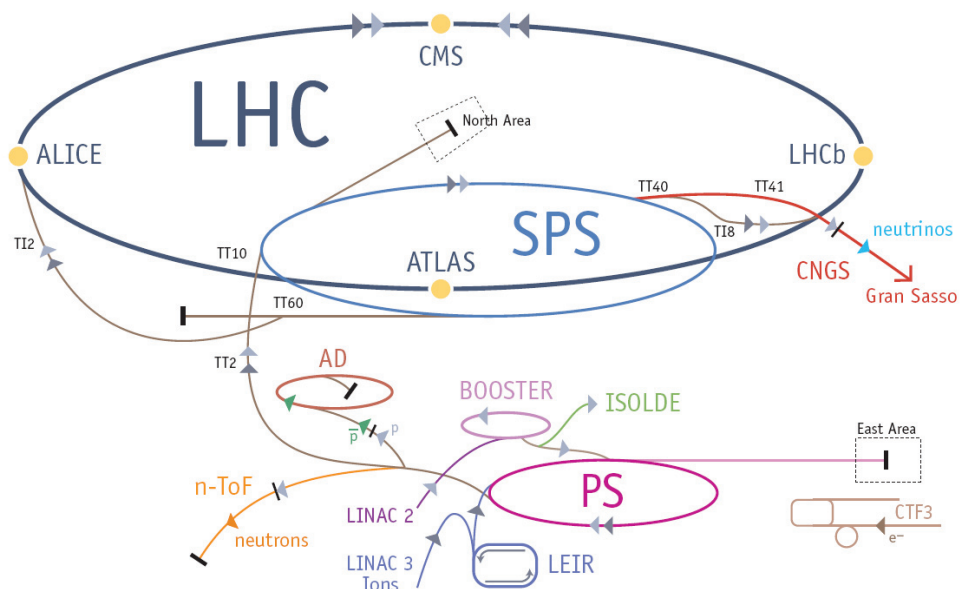


Figure 2.2 – Schéma des différentes chaînes d'accélération pour les protons et ions du CERN ainsi que de l'anneau du LHC et des différentes expériences qui le constituent [60].

2.1.2 Les différentes expériences et leurs principaux résultats

Six expériences prennent place au sein du grand collisionneur de hadrons, dont quatre principales (ATLAS, ALICE, CMS et LHCb) et deux secondaires (TOTEM et LHCf). ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) sont des détecteurs généralistes dont les visées scientifiques sont multiples. Nous pouvons en citer quelques unes : la recherche du boson de Higgs, la recherche de l'existence de dimensions supplémentaires, la détection de candidats de matière noire, ou encore la supersymétrie. Les deux expériences se distinguent par leurs choix technologiques en terme de conception, notamment au niveau des aimants supraconducteurs. ATLAS a fait le choix d'un champ toroïdal de 2 Teslas, alors que CMS utilise un champ solénoïdal d'une valeur de 4 Teslas, pour courber la trajectoire des particules. Les deux expériences ont déjà été à l'origine de publications sur de nouveaux résultats physiques sur les premières données pp et Pb-Pb. L'expérience CMS a été la première à mettre en évidence un phénomène de "crête" (ridge en anglais) dans les corrélations à deux particules sur une large gamme azimutale $2.0 < |\eta| < 4.8$ et proche de $\Delta\phi = 0$ pour les événements de haute multiplicité (multiplicité de particules chargées > 90) et pour une gamme en p_T telle que $1 < p_T < 3$ GeV/c, dans les collisions pp à 7 TeV [61] (voir figure 2.3). Pour ATLAS, le résultat marquant vient des collisions d'ions lourds, et la mise en évidence d'une asymétrie lors de la production des jets d'une énergie transverse de 100 GeV ou plus, et qui s'amplifie avec la centralité de la collision ("jet quenching"), voir figure 2.5. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) sera décrite en détail dans la section 2.2. LHCb ("b" pour beauté) étudie l'asymétrie matière-antimatière à travers l'étude du quark b. La détection des particules s'effectue à petits angles grâce notamment au trajectographe mobile novateur VELO possédant une grande précision (voir figure 2.4) et situé très proche du point d'interaction (8 mm) [62]. L'expérience TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement) située au voisinage de CMS a pour but d'évaluer précisément la luminosité délivrée par le LHC. Pour cela TOTEM doit permettre la détection de particules au plus près du faisceau. LHCf ("f" pour forward) permet de simuler des rayons cosmiques dans des conditions de laboratoire [63].

2.1.3 Le programme de physique du LHC

2.1.3.1 Les collisions pp

Elles représentent l'essentiel du temps de fonctionnement de l'accélérateur. Elles seront utilisées pour la recherche du boson de Higgs et pour la physique au-delà du modèle standard dans CMS et ATLAS. Dans ALICE, ces mesures font partie intégrante du programme de physique, en permettant de collecter des données de référence, nécessaires à la compréhension des mesures noyau-noyau, notamment la compréhension des effets collectifs présents dans de tels systèmes. La configuration de ALICE, en terme de faible champ magnétique, et de faibles épaisseurs de matière permet d'atteindre les basses impulsions transverses, nécessaires à la compréhension des événements sous-jacents et à l'étude du taux d'empilement dans les événements de biais minimum. De plus, les faibles multiplicités atteintes en collisions pp permettent la calibration et une meilleure compréhension des détecteurs. Cependant, afin de conserver des taux d'empilement d'événements raisonnables dans les détecteurs, un déplacement des faisceaux au niveau de la zone d'interaction d'ALICE est nécessaire pour amener la luminosité en dessous de $10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [64]. En addition aux collisions standards actuelles à 7 TeV, des collisions pp à 2.76 TeV ont été réalisées dans ALICE afin d'avoir des collisions pp de référence à la même énergie que les collisions d'ions lourds. Cela est utile entre autres pour le réglage des générateurs MONTE CARLO et afin de s'affranchir des extrapolations à partir des résultats à 7 TeV avec les erreurs que cela comporte.

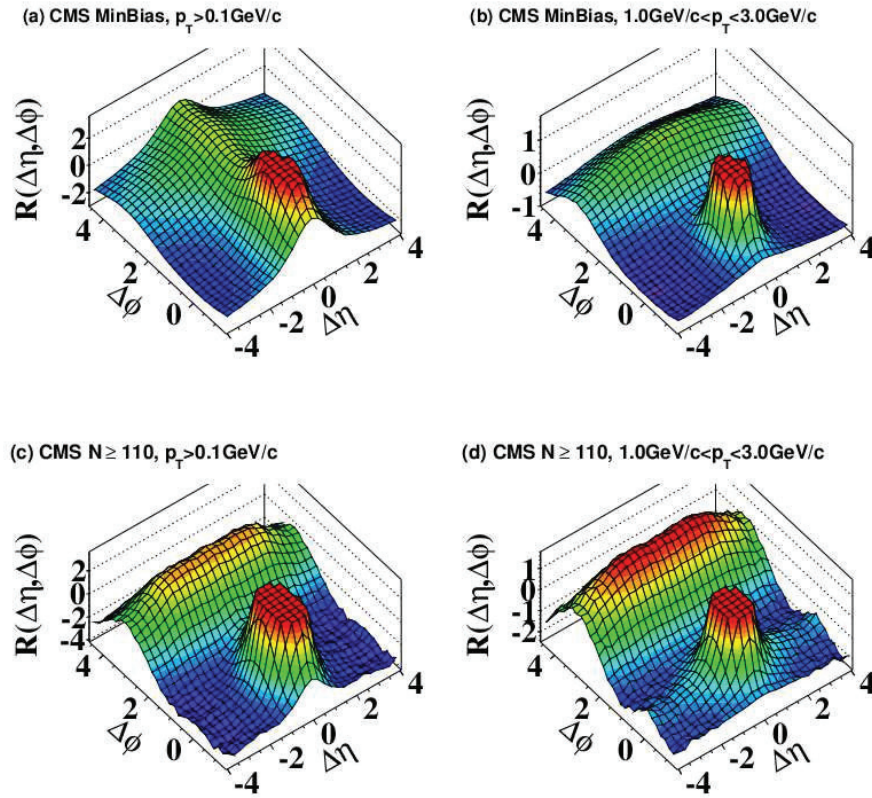


Figure 2.3 – Fonction de corrélation-2D à deux particules mesurée par CMS [61].

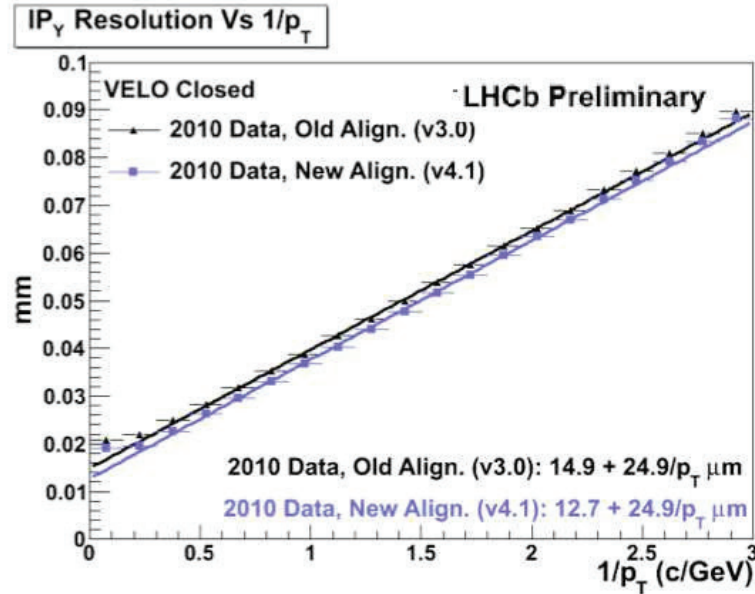


Figure 2.4 – Résolution sur la coordonnée Y du point d'interaction, en fonction de l'inverse de l'impulsion transverse, mesurée par le détecteur VELO dans LHCb [62].

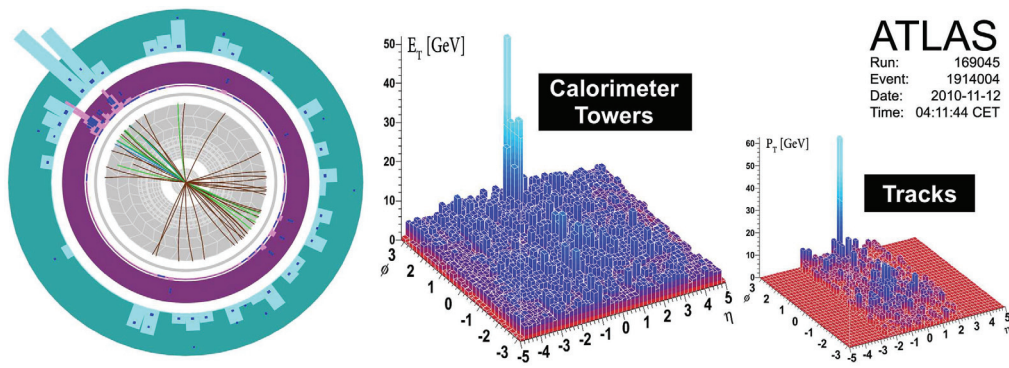


Figure 2.5 – Image d'un événement dijet avec une forte asymétrie mesuré dans l'expérience ATLAS [65].

Une comparaison directe entre les données pp et Pb-Pb est alors possible. Les collisions pp présentent aussi un intérêt intrinsèque puisqu'elles permettent l'exploration d'une nouvelle gamme en énergie et d'accéder à de nouvelles valeurs de la variable x de Bjorken¹. Cela permet l'étude des phénomènes non-perturbatifs de l'interaction forte liés au confinement et à la structure des hadrons.

2.1.3.2 Les collisions p-noyau

Une période de données p-Pb est attendue pour la troisième année d'exploitation du LHC et permettra de déterminer les modifications de la fonction de structure des gluons dans le milieu nucléaire ("gluon shadowing"). Ce type de collisions permet d'étudier les effets de milieu dus à l'absorption nucléaire normale en l'absence de formation d'un QGP. Le détecteur ALICE étant asymétrique selon la direction du faisceau, comme on le verra dans la section 2.2, des collisions p-noyau ainsi que noyau-p sont prévues. Des systèmes de type p-Ar, d-Pb ou α -Pb sont aussi envisagés car permettant de balayer une large gamme d'énergies dans le centre de masse et d'exploiter le décalage en rapidité dû à l'asymétrie des systèmes.

2.1.3.3 Les collisions noyau-noyau

Elles ont lieu sur une période d'un mois chaque année. Le mois de novembre 2010 a vu le LHC effectué ses premières collisions d'ions lourds à une énergie dans le centre de masse de 2.76 A.TeV. La luminosité est, comme en pp, limitée par le taux d'empilement dans les détecteurs de ALICE mais aussi par les performances du LHC et dépend du système considéré (tableau 2.1).

Les collisions d'ions lourds seront utilisées comme sonde du plasma de quarks gluons. Un autre système noyau-noyau, dans la gamme des masses intermédiaires, tels que Ar-Ar, Ca-Ca, Sn-Sn, Kr-Kr, N-N, O-O dans les 5 premières années de démarrage du LHC sera étudié afin de faire varier la densité d'énergie de la collision (voir figure 2.6).

1. Lors d'une diffusion inélastique, le x de Bjorken est défini comme $x = \frac{Q^2}{2pq}$ avec $Q^2 = -q^2$ où p est l'impulsion du proton incident et q celle du parton. Le concept de parton, proposé par Feynman, est d'imaginer le proton constitué par des particules ponctuelles non interagissantes et possédant une fraction x_P de l'impulsion du proton, une fraction x_E de son énergie et x_M de sa masse. Le x de Bjorken peut être identifié à la fraction d'impulsion du proton transportée par le parton (dans un référentiel où le proton a une très haute énergie).

Système	Ions par paquet	L_0 ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
Pb-Pb	7.0×10^7	1.0×10^{27}
Ar-Ar	5.5×10^8	0.6×10^{29}
O-O	1.0×10^9	2.0×10^{29}

Tableau 2.1 – Nombre maximal d’ions par paquet et luminosité moyenne pour trois différents systèmes Pb-Pb, Ar-Ar et O-O [64].

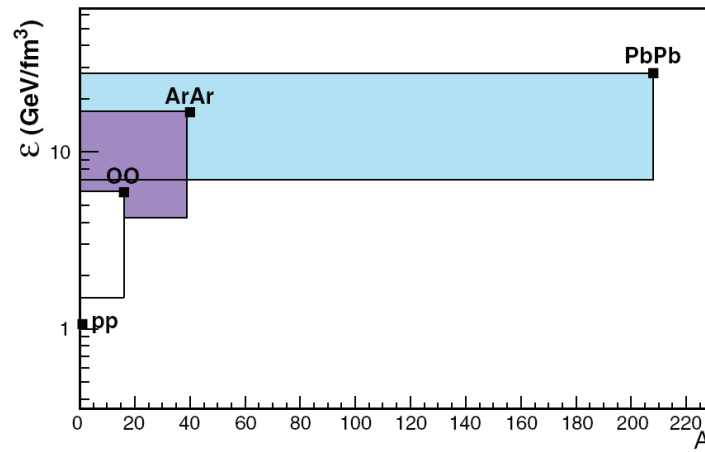


Figure 2.6 – Variation de la densité d’énergie ϵ produite avec le système de la collision [64].

2.2 Le détecteur ALICE

2.2.1 Spécificité du détecteur et physique dédiée

L'expérience ALICE permet la caractérisation des événements, notamment grâce à la mesure des distributions en pseudo-rapacité des particules chargées sur 8 unités en pseudo-rapacité, voir figure 2.7. Les mesures dans le tonneau central sont effectuées selon la même couverture en pseudo-rapacité que dans ATLAS et CMS et de façon complémentaire à celles réalisées par LHCb et TOTEM (voir figure 2.8 de gauche). L'épaisseur de matière traversée dans la partie centrale de ALICE ainsi que le faible champ magnétique, permettent à l'expérience d'être la seule à couvrir les basses impulsions transverses à mi-rapacité [68], comme le montre la figure 2.8 de droite. Le spectre complet des quarkonias (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ'') est accessible dans ALICE permettant l'étude des phénomènes de suppression dus au déconfinement ou de recombinaisons (pour les charmonia). L'analyse des quarkonias (voir figure 2.9) est possible dans le canal diélectron à mi-rapacité et dans le canal dimuon grâce au spectromètre décrit dans la section 2.2.4. ALICE permet notamment la mesure de la section efficace de production du J/ψ (figure 2.9) et des mésons D et B (figure 2.10) jusqu'à $p_T = 0$ GeV/c. La zone en rapidité couverte par le spectromètre permet de descendre à des valeurs de x de Bjorken de l'ordre de 10^{-5} . De nombreuses autres mesures peuvent être réalisées dans ALICE comme la mesure des corrélations de particules identiques (analyse HBT) ou la mesure du flot elliptique afin de comprendre l'évolution et la dynamique du système lors des collisions Pb-Pb. L'analyse des photons directs de haute impulsion est révélatrice des processus durs qui ont lieu dans un milieu dense. A bas p_T , les photons thermiques retracent l'évolution thermique du système, notamment aux premiers instants de la collision. Les propriétés du milieu dense et chaud créé lors des collisions Pb-Pb peuvent aussi être étudiées via la physique des jets, signatures des pertes d'énergie par les partons dans le milieu. ALICE permet aussi la mesure des fluctuations de différentes quantités physiques, événement par événement pour caractériser la transition de phase vers l'état de QGP [66].

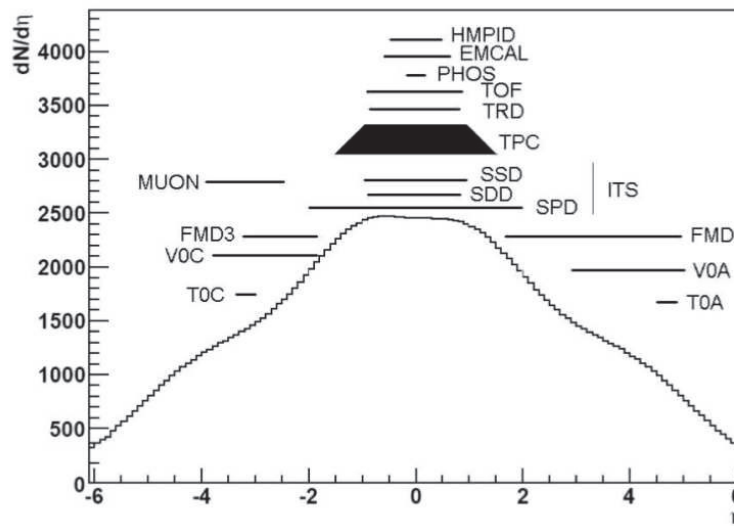


Figure 2.7 – Couverture en pseudo-rapacité des différents sous-détecteurs dans ALICE [67].

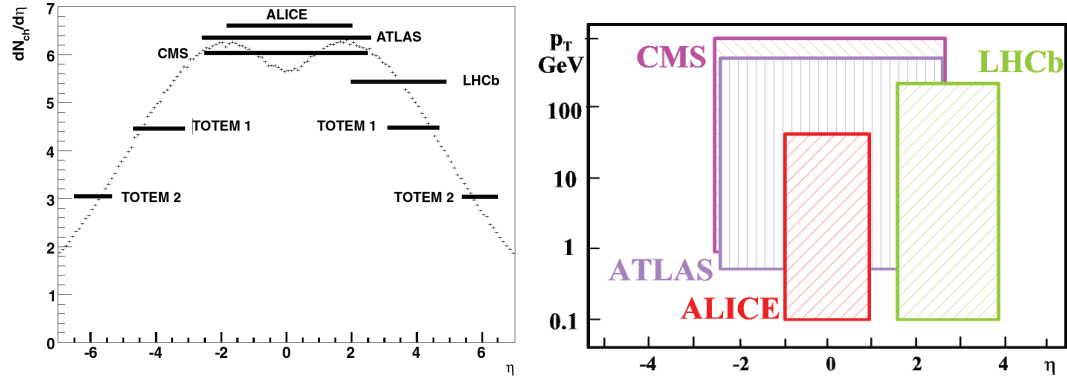


Figure 2.8 – Gauche : distribution en pseudo-rapidité des particules chargées obtenue avec Pythia pour des collisions pp à 14 TeV pour les différents détecteurs du LHC [68]. Droite : couverture en pseudo-rapidité et impulsion transverse des différents détecteurs du LHC [69].

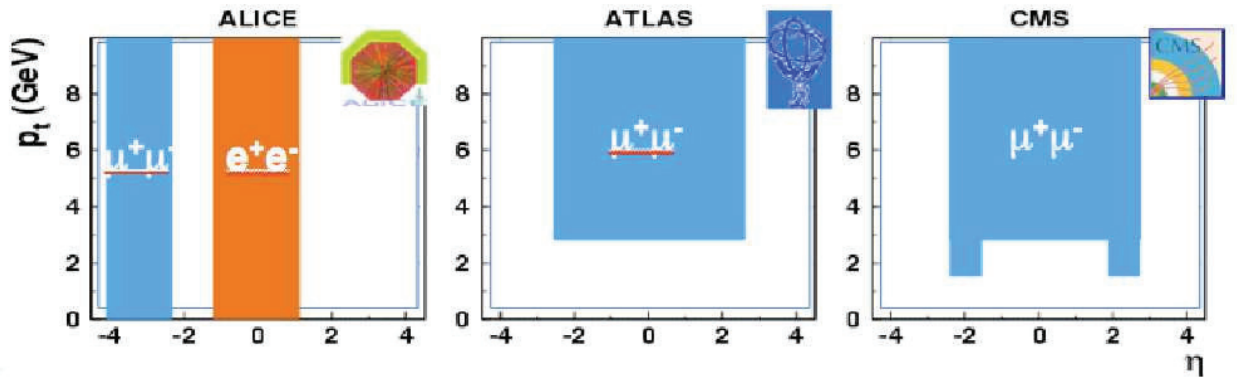


Figure 2.9 – Acceptances pour la physique des quarkonias pour les différentes expériences du LHC [69].

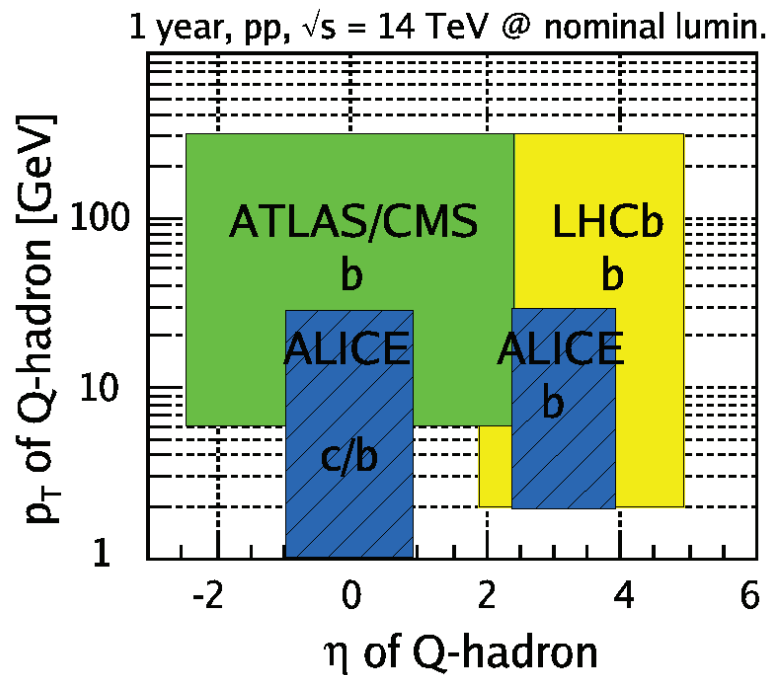


Figure 2.10 – Acceptances des différentes expériences pour la physique des mésons D, B et des jets de b [69].

2.2.2 Les périodes de prises de données

La période de prises de données pp à 7 TeV a débuté en mars 2010. Durant cette période, différents déclencheurs ont été utilisés, dont un déclencheur de sélection des événements de biais minimum (INTB), un autre pour la sélection des muons simples (MUSB), ainsi qu'un déclencheur pour la sélection des événements de haute multiplicité (SH1B) en fin de période (voir chapitre 3). Sur la totalité de la période, plus de 800 millions d'interactions ont été enregistrées dont 25 millions concernent des événements haute multiplicité. Grâce à une dernière période de prise de données à haute luminosité fin septembre, 130 millions de déclenchements muons ont ainsi été collectés, comme le montre la figure 2.11 [70]. La luminosité totale intégrée sur toute la période pp par ALICE est voisine de 1 pb^{-1} , soit un facteur 10 en dessous des luminosités enregistrées par CMS, ATLAS et LHCb (figure 2.12 gauche), choix délibéré de la part de ALICE afin de maintenir un faible taux d'empilement des événements.

Durant la période de prises de données Pb-Pb du mois de novembre, trois types de combinaisons de déclencheurs pour la sélection des événements de biais minimum ont été employés (voir chapitre 4). Un total de 90 millions de déclenchements a été enregistré, conduisant à une luminosité intégrée sur toute la période estimée à un peu plus de $8 \mu\text{b}^{-1}$ (voir figure 2.12 droite).

2.2.3 Description du tonneau central

Le détecteur ALICE est constitué de deux parties principales : le tonneau central (où sont détectés les hadrons, les photons et les électrons) et le spectromètre à muons identifiant uniquement les muons (voir figure 2.13). La partie centrale est plongée dans le champ magnétique solénoïdal de l'aimant L3, qui délivre un champ magnétique de faible intensité, 0.5 Tesla [71]. Le tonneau central est constitué de nombreux sous-détecteurs. Une partie de ces détecteurs couvre une zone en rapidité de $|\eta| < 0.9$ intégrée sur tous les azimuths ; les autres détecteurs sont situés aux pe-

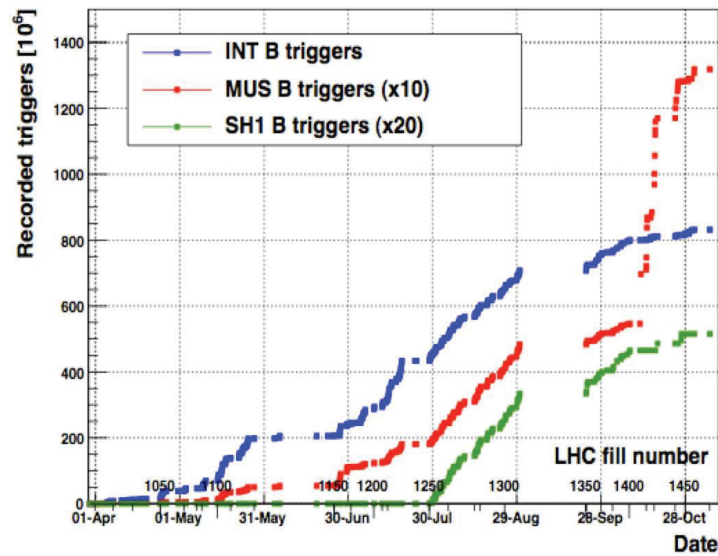


Figure 2.11 – Différents déclencheurs enregistrés par ALICE dans la période de prise de données pp 2010 [70].

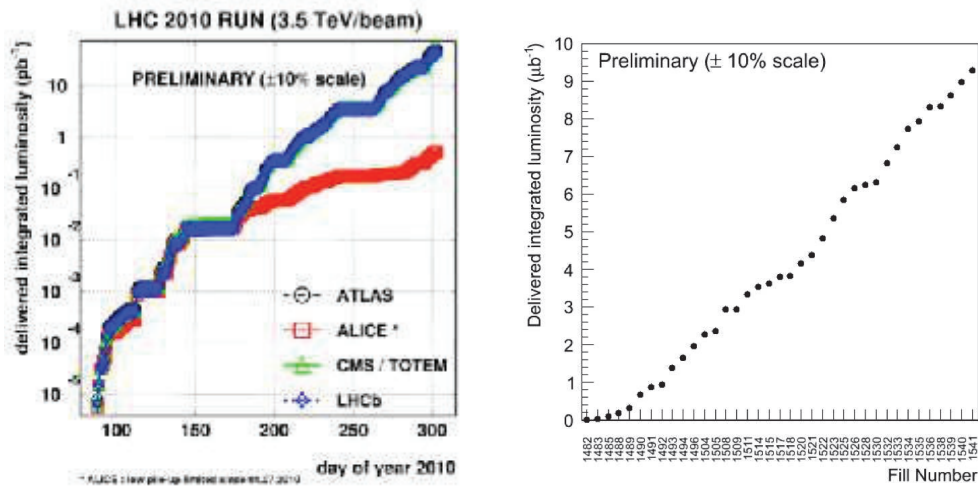


Figure 2.12 – Gauche : luminosité intégrée des différentes expériences du LHC pour la période de prises de données pp de 2010. Droite : luminosité intégrée de l'expérience ALICE pour la période de prises de données Pb-Pb 2010 [70].

tits angles. Le système officiel des coordonnées dans ALICE est un système cartésien orthogonal, orienté selon la main droite. L'axe Z est parallèle au faisceau et pointe dans la direction opposée au spectromètre à muons (côté A). L'axe X est aligné avec l'horizon local et pointe vers le centre de l'accélérateur. Enfin l'axe Y est perpendiculaire aux 2 autres axes et est dirigé vers le haut.

2.2.3.1 L'ITS (Inner Tracking System)

Ce trajectographe est placé au plus proche du point d'interaction. Il se compose de six couches cylindriques de détecteurs en Silicium, la couche la plus interne se situant à un rayon $r = 3.9$ cm et

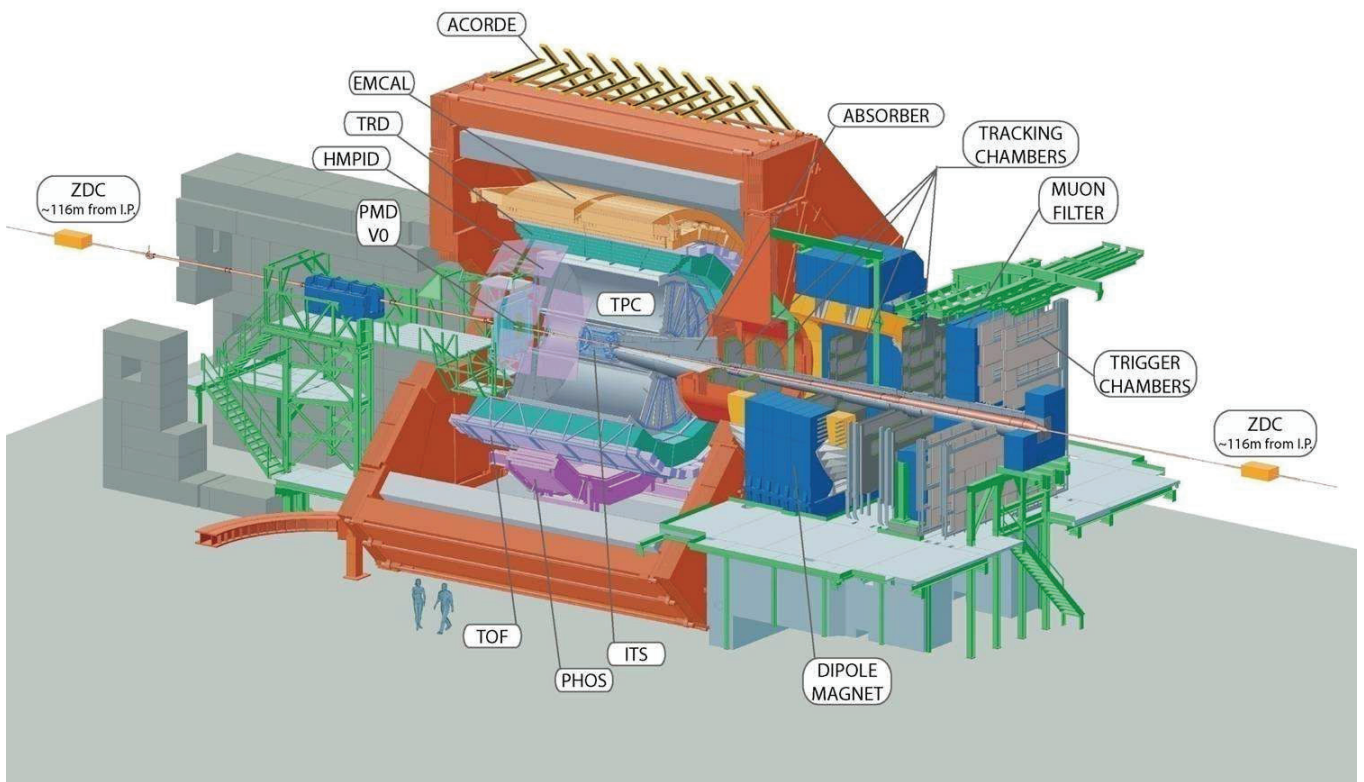


Figure 2.13 – Détecteur ALICE.

la plus externe à $r = 43.0$ cm. La position de la première couche de détection est limitée par la taille actuelle du tube faisceau. En effet, le tube faisceau en Béryllium possède actuellement un rayon externe de 2.98 cm et une épaisseur de $800 \mu\text{m}$. La couverture en pseudo-rapidité du détecteur est de $|\eta| < 0.9$ excepté pour la première couche qui couvre les pseudo-rapidités $|\eta| < 1.98$. L'ITS est sous-divisé en 3 parties utilisant 3 technologies différentes. De la couche la plus interne vers la plus externe, on trouve : le SPD (Silicon Pixel Detector), le SDD (Silicon Drift Detector) et le SSD (Silicon Strip Detector). Le SPD est fait de pixels hybrides de $50 \times 425 \mu\text{m}^2$ et d'une épaisseur de $200 \mu\text{m}$. La taille d'un élément de détection du SPD est de $202 \times 294 \mu\text{m}^2$ et $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Dans le SSD la taille des pistes est quant à elle de $95 \times 40000 \mu\text{m}^2$ pour une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Les positions et dimensions de l'ITS sont répertoriées dans le tableau 2.2.

	Couche	Type	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Zone active (m^2)
SPD	1	Pixels	3.9	14.1	0.07
	2	Pixels	7.6	14.1	0.14
SDD	3	Dérives	15.0	22.2	0.42
	4	Dérives	23.9	29.7	0.89
SSD	5	Pistes	38.0	43.1	2.09
	6	Pistes	43.0	48.9	2.68

Tableau 2.2 – Caractéristiques géométriques de l'ITS [72].

Les fonctions de base de l'ITS sont la détermination des vertex primaires et secondaires qui proviennent de la désintégrations des charmes et des hypérons², l'identification et la trajectographie des particules de faible impulsion ainsi qu'une amélioration de l'impulsion et de l'angle des traces mesurées par la TPC. Les éléments de détection du SPD sont de plus petites tailles que ceux du SDD et SSD afin d'atteindre une bonne précision sur la détermination du vertex.

À partir des données recueillies lors des collisions pp à 7 TeV et Pb-Pb à 2.76 A.TeV, les premières performances de l'ITS ont pu être établies et sont résumées dans les figures 2.14 et 2.15. La figure 2.14 de gauche présente la résolution au vertex, déterminée à l'aide de deux méthodes : soit en utilisant la trace complète reconstruite par l'ITS, soit en utilisant uniquement les deux couches du SPD. La résolution augmente avec la multiplicité de traces reconstruites comme attendu et atteint des valeurs en dessous de $50 \mu\text{m}$ pour les deux coordonnées transverses. La figure 2.14 de droite présente la résolution sur le paramètre d'impact reconstruit dans le plan transverse versus l'impulsion transverse pour 3 différents types de particules : pions, kaons et protons. Pour chaque trace, le paramètre d'impact est estimé par rapport au vertex primaire reconstruit sans utiliser cette trace. La résolution sur le paramètre d'impact est la convolution de la position de la trace et de la résolution sur le vertex primaire. La résolution devient supérieure à $100 \mu\text{m}$ pour les impulsions transverses au-delà de 1 GeV/c. Les performances établies de l'ITS sont en accord avec les simulations MONTE CARLO effectuées et ce quelque soit le type de particules. Pour ce qui est de l'identification des particules, la figure 2.15, présente les pertes d'énergie mesurées à partir des informations données par l'ITS seul, lors des collisions Pb-Pb à 2.76 A.TeV. La séparation des pions et électrons est possible jusqu'à une impulsion de 150 MeV/c. Les kaons peuvent être identifiés jusqu'à une impulsion de 500 MeV/c et enfin les protons jusqu'à environ 1 GeV/c.

2. Les hypérons sont des baryons comprenant au moins un quark étrange mais aucun quark charmé ou beau.

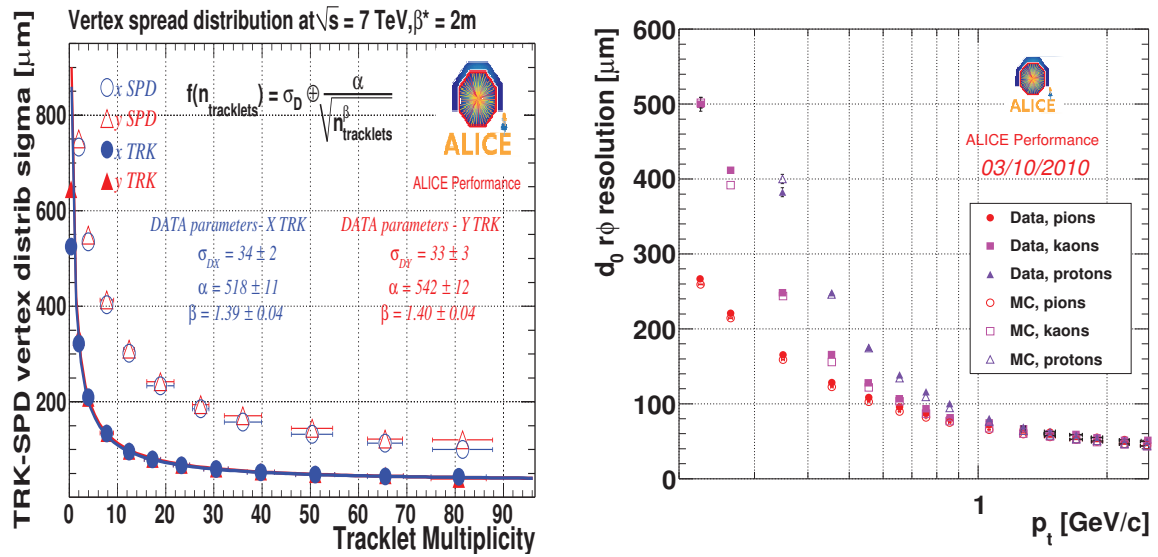


Figure 2.14 – Gauche : distribution de la dispersion du vertex primaire reconstruit avec les traces de l'ITS complet (TRK) ou avec le SPD seul (SPD) en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La limite asymptotique estime la taille de la région lumineuse, vue par les vertex reconstruits avec les traces. Droite : estimation de la résolution sur le paramètre d'impact transverse, obtenue à partir de traces qui satisfont aux coupures standards de la TPC, et présentent 2 points dans le SPD [73].

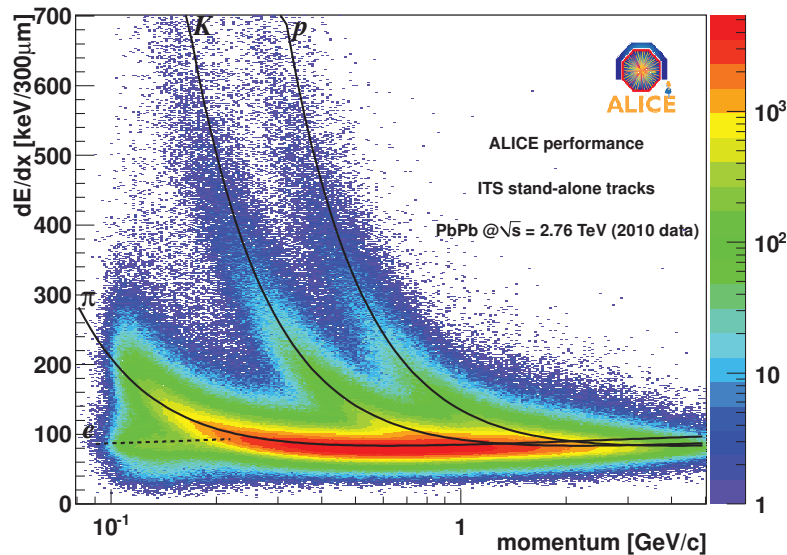


Figure 2.15 – dE/dx des particules chargées en fonction de l'impulsion, mesuré par l'ITS seul dans les collisions Pb-Pb à 2.76 A.TeV [73].

2.2.3.2 Les détecteurs à petits angles : ZDC, PMD, FMD, T0 et VZERO

Le ZDC (Zero-Degree Calorimeter) se compose de trois calorimètres : le calorimètre à protons (ZP), le calorimètre à neutrons (ZN) et un calorimètre électromagnétique vers l'avant (ZEM), situés respectivement à une distance de 115.63 m, 116.13 m et 7 m du point d'interaction (IP). Ils sont situés de part et d'autre de celui-ci. Les deux premiers calorimètres émettent de la lumière par effet Čerenkov grâce à des fibres de quartz, très tolérantes aux radiations. Ces calorimètres permettent la mesure de l'énergie des nucléons du faisceau qui n'ont pas interagi (nucléons spectateurs). Le dipôle D1 du LHC qui sépare spatialement les deux faisceaux d'ions permet aussi la séparation des neutrons et protons spectateurs, qui ont un rapport charge sur masse différent de celui du faisceau d'ions [74]. Cette mesure permet de remonter indirectement à la mesure de la centralité de la collision. Le ZEM couvre les pseudo-rapidité $4.8 < \eta < 5.7$ et mesure l'énergie des nucléons participants à la collision.

Le PMD (Photon Multiplicity Detector) a pour but d'estimer l'énergie électromagnétique transverse des photons ainsi que de déterminer le plan de la réaction pour les études du flot. Il mesure les fluctuations d'observables globales comme la multiplicité, la pseudo-rapidité, l'impulsion transverse moyenne. Conjointement avec le FMD, il permet l'étude de la restauration de la symétrie chirale en cherchant à mettre en évidence la formation d'un condensat chirale désorienté. La formation d'un tel condensat s'étudie à travers la mesure du rapport du nombre de particules chargées (donné par le FMD) sur le nombre de photons (donné par le PMD). Le PMD est situé à 361.5 cm de l'IP, côté A et a une couverture en pseudo-rapidité $2.3 \leq \eta \leq 3.5$. Une gerbe électromagnétique est créée au passage d'un photon dans un convertisseur en plomb et est détectée dans les chambres proportionnelles segmentées du PMD. Le milieu sensible des chambres est un mélange d'Ar et de CO_2 , insensible aux neutrons. Un veto situé devant le convertisseur est utilisé pour rejeter les particules chargées [75].

Les FMD, T0 et VZERO appartiennent au groupe des FWD (ForWard Detectors), voir figure 2.16. Ces trois détecteurs sont placés à une faible distance radiale du tube faisceau et donc à de petites distances angulaires. Ce système de détecteurs se situe de part et d'autre du point d'interaction (côté A et côté C). Les couvertures en pseudo-rapidité des trois détecteurs sont reportées dans le tableau 2.3.

Le T0 est un système de deux paires de 12 compteurs Čerenkov. Il est utilisé dans ALICE comme déclencheur de niveau zéro (L0) grâce à sa réponse temporelle très rapide (résolution en temps meilleure que 50 ps). Il sert de déclencheur pour le TRD et donne le temps de référence de la collision pour le détecteur TOF.

Le FMD (Forward Multiplicity Detector) se divise en 5 anneaux de 10240 pistes de Silicium chacun. Il est sous-segmenté en 20 ou 40 secteurs en azimuth, suivant l'anneau. La segmentation permet d'avoir en collisions Pb-Pb centrales un nombre moyen d'impacts par piste inférieur à 3 particules. La fonction principale du FMD est de donner une mesure précise de la multiplicité dans les zones en rapidité données par le tableau 2.3. Des recouvrements sur les zones en rapidités couvertes par l'ITS existent permettant la vérification de ces mesures de multiplicité [76].

Côté C, le T0 se situe à 70 cm du point d'interaction et le FMD entre 62 et 75 cm.

Le VZERO est constitué de deux assemblages de compteurs à scintillation nommés respec-

Détecteur	η_{min}/η_{max}	
	côté A	côté C
T0	4.5 / 5.0	-3.3 / - 2.9
VZERO	2.8 / 5.1	-3.7 / -1.7
FMD	1.7 / 5.0	-3.4 / -1.7

Tableau 2.3 – Couverture en pseudo-rapidité du T0, VZERO et FMD [76].

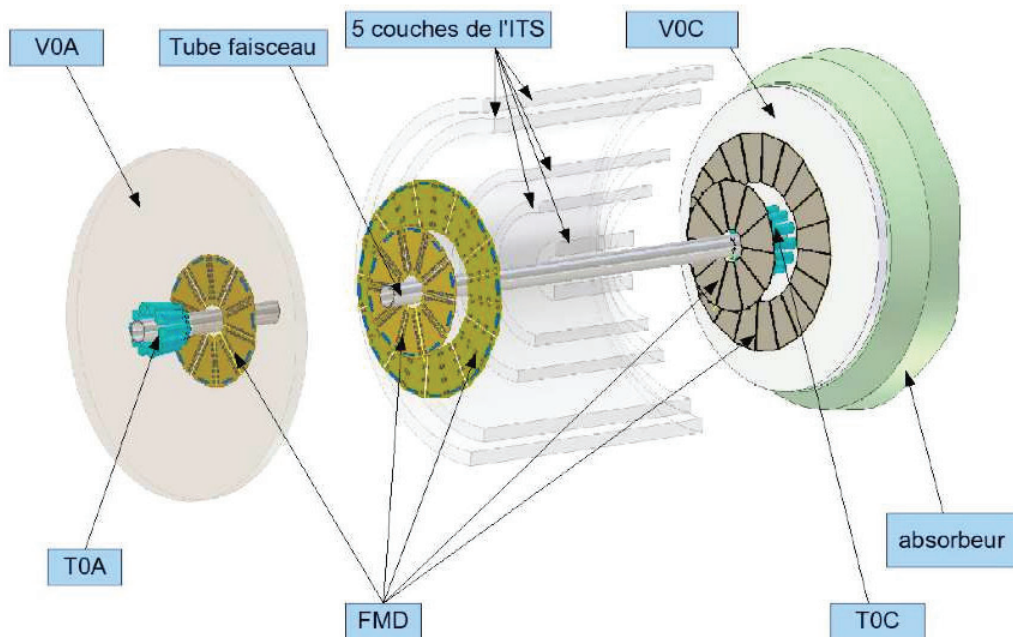


Figure 2.16 – Vue schématique des détecteurs aux petits angles [76].

tivement VZEROA situé à +340 cm du point d'interaction et VZEROC situé à -90 cm, devant l'absorbeur hadronique. Le VZEROA est un disque de 100 cm de diamètre, avec un trou central de 80 mm de diamètre. Le VZEROC quant à lui est un disque de 74 cm de diamètre, avec un trou central de 82 mm de diamètre. L'épaisseur des disques est de 20 mm. VZEROA et VZEROC sont construits selon la même géométrie. Le VZEROC est un disque de quatre couronnes découpées en huit secteurs de six éléments : un élément pour les anneaux 1 et 2, deux éléments pour les anneaux 3 et 4 afin d'optimiser l'uniformité du signal, avoir peu de fluctuations, mais aussi minimiser la dégradation de la résolution en temps. Chaque anneau du VZERO va couvrir une zone en pseudo-rapidité qui est représentée dans le tableau 2.4.

Anneau	η_{max}/η_{min} du VZEROA	η_{max}/η_{min} du VZEROC
1	5.1/4.5	-3.7/-3.2
2	4.5/3.9	-3.2/-2.7
3	3.9/3.4	-2.7/-2.2
4	3.4/2.8	-2.2/-1.8

Tableau 2.4 – Couvertures en pseudo-rapidité des différents anneaux du VZEROA et VZEROC [8].

La fonctionnalité principale du VZERO est de fournir le déclenchement L0 (level 0) de biais minimum pour l'ensemble des détecteurs de ALICE en collisions pp et Pb-Pb. Le déclenchement est réalisé grâce à l'observation de plusieurs critères :

- la détection des signaux laissés par les particules lors des collisions ;
- la coïncidence temporelle de ces signaux avec le croisement des faisceaux, dans une fenêtre de quelques nanosecondes ;
- la détection simultanée d'au moins une particule dans chaque disque [77].

Outre ses fonctions de déclencheur, le VZERO possède de nombreuses autres fonctionnalités. Il mesure la charge délivrée par chaque scintillateur ainsi que le temps d'arrivée des particules avec une résolution en temps de 450 ps, après correction du déclenchement tardif du discriminateur pour les petits signaux (effet de slewing). Cette mesure en temps permet un rejet efficace des événements ne provenant pas des collisions. En effet, des particules ne sont pas seulement émises à partir des collisions initiales, mais aussi à partir de collisions du gaz résiduel du tube faisceau avec les protons du faisceau. Cela provient du fait que le vide dans le tube du faisceau n'est bien évidemment pas parfait. Afin de rejeter les événements faisceau-gaz, on va comparer le temps de passage des paquets de protons ou d'ions au point d'interaction avec le temps de détection des particules dans le VZERO. Lors d'une collision faisceau-faisceau, les particules sont détectées 3 ns après le temps de l'interaction dans le VZEROC et 11 ns plus tard dans le VZEROA (la distance par rapport à l'IP n'étant pas la même pour le VZEROC et le VZEROA).

Lors d'une collision faisceau-gaz se produisant du côté A, le VZEROA détectera les particules 11 ns avant le temps de l'interaction. Le VZEROC recevra toujours les particules 3 ns après le temps de l'interaction.

Lors d'une collision faisceau-gaz se produisant du côté C, le VZEROC détectera les particules 3 ns avant le temps de l'interaction. Le VZEROA recevra les particules 11 ns après le temps de l'interaction.

Ces trois cas de figure sont résumés dans la figure 2.17. Des coupures sur le temps mesuré côté A et côté C permettent ainsi le rejet des événements faisceau-gaz, comme le montre la figure 2.18. Cela est utile pour le spectromètre à muons, qui ne peut pas faire cette distinction des événements seul.

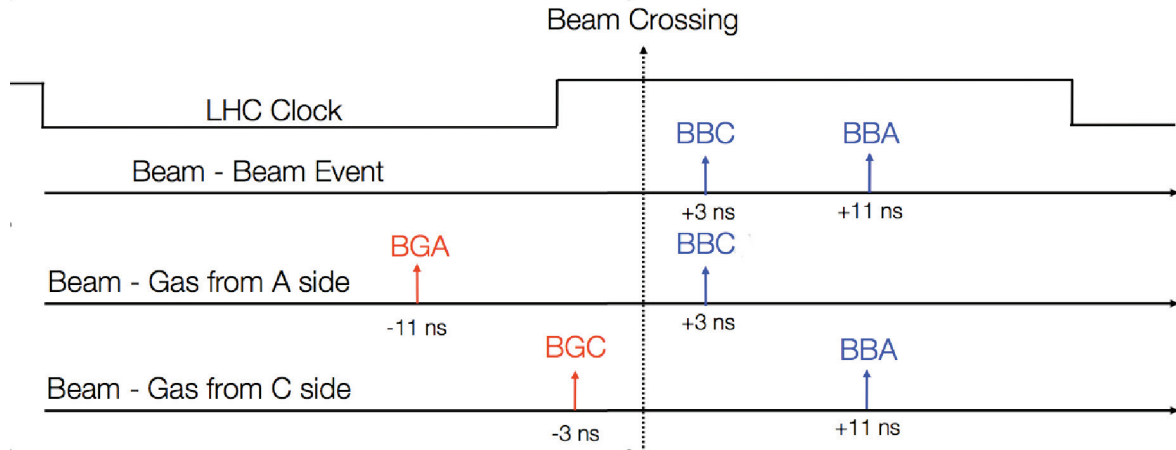


Figure 2.17 – Illustration de la distinction des événements faisceau-faisceau et faisceau-gaz par le VZERO.

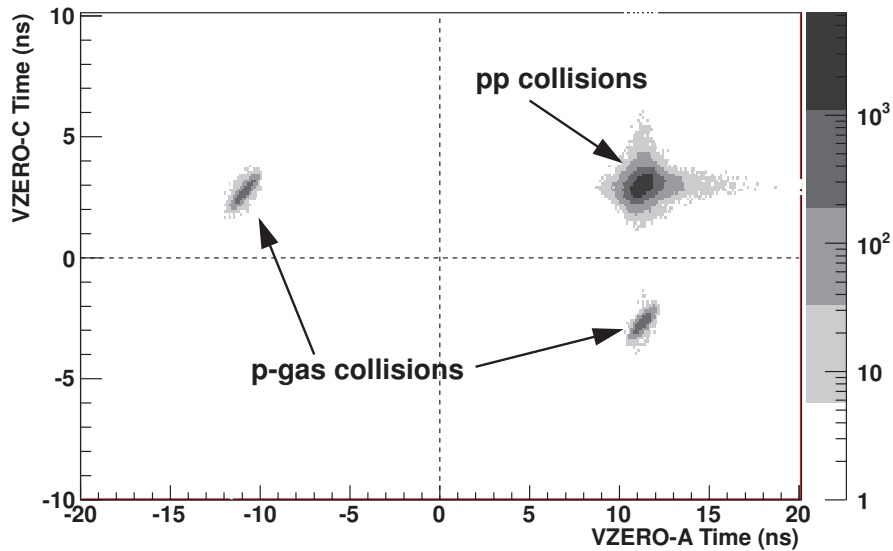


Figure 2.18 – Temps moyen d'arrivée des particules dans le VZEROC en fonction du temps moyen d'arrivée des particules dans le VZEROA [67].

Le VZERO est aussi utilisé pour la mesure du taux d'empilement. Le taux d'interactions moyen par croisement de faisceau (μ) suit une loi de poisson. Le nombre moyen de collisions par

croisement peut être obtenu grâce au taux d'interactions mesuré dans le VZERO avec la formule :

$$R_{V0}^{raw} = k_B f_{Rev} (1 - e^{-\mu}) \quad (2.1)$$

où k_B est le nombre de paquets entrant en collision dans une orbite et f_{Rev} est la fréquence de révolution des paquets dans le LHC, soit 11.2 kHz. A partir du taux de déclenchements brut mesuré dans le VZERO, la valeur de μ est extraite. Le taux d'interaction corrigé dans le VZERO est alors donné par :

$$R_{V0}^{cor} = k_B \cdot f_{Rev} \cdot \mu \quad (2.2)$$

Le VZERO joue également un rôle déterminant pour la mesure de la luminosité dans ALICE. La détermination de la section efficace d'un déclencheur de référence (comme le VZERO) permet de donner une référence pour la normalisation d'autres mesures de sections efficaces. La mesure de la luminosité est ainsi possible grâce à la relation :

$$R_{V0}(t) = L(t) \cdot \sigma_{V0} \quad (2.3)$$

La section efficace σ_{V0} est associée à la détection d'au moins une particule dans le VZEROA et dans le VZEROC (condition V0AND). Dans ces conditions là, la contamination par le bruit de fond faisceau-gaz est faible. Cette mesure de section efficace de référence a été réalisée à l'aide d'un scan Van der Meer [116]. Avec cette méthode, le taux de déclenchements dans le VZERO est mesuré en fonction de la séparation des faisceaux afin de connaître la convolution spatiale des deux faisceaux collisionnant. En combinant cette information avec la valeur de l'intensité des faisceaux, on obtient la mesure de la luminosité absolue. Avec la méthode du scan Van der Meer, la distance entre les deux faisceaux dans la direction horizontale D_x et dans la direction verticale D_y est modifiée. Le scan selon chaque direction s'effectue de façon indépendante. L'intégrale de la convolution des faisceaux dans la direction x et y est donnée par [115] :

$$S_x = \int_{-\infty}^{\infty} R_{V0}(D_x, 0) dD_x \quad \text{et} \quad S_y = \int_{-\infty}^{\infty} R_{V0}(0, D_y) dD_y \quad (2.4)$$

On introduit le facteur de forme $Q_{x,y}$ égal à $1/\sqrt{4\pi\sigma_{x,y}^2}$ pour un faisceau de forme gaussienne et de largeur $\sigma_{x,y}$, de telle sorte que :

$$R_{V0}(0, 0)/S_x = Q_x \quad \text{et} \quad R_{V0}(0, 0)/S_y = Q_y \quad (2.5)$$

où $R_{V0}(0, 0)$ correspond à la valeur maximale du taux de déclenchements lorsqu'aucun des faisceaux n'est déplacé spatialement. Les valeurs de $S_{x,y}$ et $Q_{x,y}$ ont été obtenues par une méthode d'ajustement et alternativement, par intégration numérique. La luminosité et la section efficace s'expriment en terme de ces quantités comme :

$$L = k_B \cdot f_{Rev} \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot Q_x \cdot Q_y \quad \text{et} \quad \sigma_{V0} = R_{V0}(0, 0)/L \quad (2.6)$$

avec N_1 et N_2 les intensités des faisceaux. Chaque mesure du taux de déclenchements est corrigée du phénomène d'empilement des événements décrit précédemment. La diminution systématique de la valeur du taux maximale de déclenchement en fonction du temps est aussi corrigée. Dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la mesure obtenue pour la section efficace V0AND est de 54.2 mb $\pm 0.6\%$ (stat) $\pm 7.0\%$ (syst).

La mesure de la multiplicité peut aussi être réalisée grâce au VZERO. Elle s'effectue par la mesure de deux quantités : la charge collectée par les cellules du VZERO ainsi que la largeur du signal. L'étude se fait cellule par cellule et permet de savoir le nombre de particules ayant traversé chaque cellule (MIPs : pour Minimum Ionizing Particles), voir la figure 2.19.

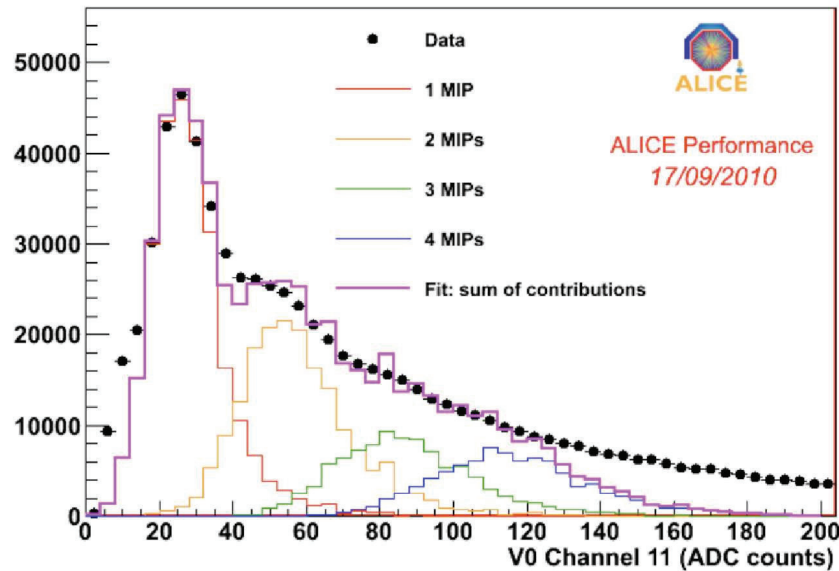


Figure 2.19 – Spectre en charge de l'une des voies du VZERO [67].

Enfin, le détecteur VZERO est un bon estimateur de la centralité lors des collisions Pb-Pb. En effet la charge déposée dans les anneaux du VZERO est directement reliée à la géométrie de la collision et donc à la centralité. A l'aide du modèle de Glauber (voir annexe 3), il est possible de remonter aux valeurs du paramètre d'impact, au nombre de participants à la collision (N_{part}) et au nombre de collisions binaires (N_{coll}), voir chapitre 4.

2.2.3.3 Les autres détecteurs : TPC, TRD, TOF, HMPID, PHOS, EMCAL, ACORDE

La TPC (Time Projection Chamber) est le trajectographe principal du tonneau central. Elle mesure l'impulsion des particules chargées, identifie les particules et mesure le vertex, afin d'étudier les signaux hadroniques et leptoniques pour les $p_T < 10$ GeV/c et les pseudo-rapidités $|\eta| < 0.9$. La TPC a été conçue pour permettre la trajectographie des particules dans un environnement de très haute multiplicité en collisions Pb-Pb. Elle peut supporter 20000 particules chargées, mais en contrepartie, son temps de réponse est assez long. Elle est remplie d'un mélange gazeux de 90% de Néon et 10% de CO_2 . Le temps de dérive des électrons est de 100 μs sur une distance de 2.5 m. La présence d'un grand bruit de fond dû aux pions rend difficile l'identification des électrons de plus de 1 GeV/c. C'est le rôle du TRD de permettre cette identification [78].

Le TRD (Transition Radiation Detector) se présente sous forme de 6 couches de détection segmentées en 18 secteurs selon ϕ . Le mélange gazeux des chambres de lecture est de 85% de Xe et 15% de CO_2 . Une particule au minimum d'ionisation libère dans le gaz 275 électrons/cm. Le rôle du TRD est d'étudier la production des résonances ρ , ω , ϕ , J/ψ et Υ dans le canal diélectron, dans une zone en rapidité complémentaire à celle couverte par le spectromètre à muons.

Le charme et la beauté ouverte pourront aussi être étudiés dans le canal de désintégration semi-leptonique. Comme indiqué précédemment, il permet une bonne identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c [79].

Le TOF (Time Of Flight) sert également à l'identification des particules chargées, notamment les pions, kaons et protons. La mesure du temps de vol des particules s'effectue à l'aide de chambres à plaques résistives multi-gap (MRPC). La résolution temporelle des chambres a été évaluée avec des traces cosmiques à une valeur de 89 ps [73].

Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) est dédié, comme son nom l'indique, à la détection des particules de hautes impulsions (pions, kaons, protons), dans la zone $1 \leq p_T \leq 5$ GeV/c. Il est complémentaire aux autres détecteurs identifiant les particules. Le HMPID est constitué d'un seul bras de détection comprenant 7 modules Čerenkov à imagerie annulaire (RICH). Des photocathodes CsI assurent la photo-conversion [80].

PHOS (PHOTon Spectrometer) est un calorimètre électromagnétique de très haute granularité composé de cristaux de Tungstate de Plomb (PbWO_4). Il se situe à l'opposé du HMPID et possède une couverture en pseudo-rapacité $|\eta| \leq 0.12$. Le calorimètre est dédié à l'étude des photons, entre $0.5 \leq p_T \leq 10$ GeV/c et du méson η , entre $2 \leq p_T \leq 10$ GeV/c [81].

EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) possède une plus grande couverture angulaire que le calorimètre PHOS. Il couvre une région de 110 degrés en azimuth limitée par la position de PHOS et du HMPID. Il est dédié à l'étude des jets [82].

ACORDE (ALICE COsmic Ray DETector) est un système de scintillateurs placés au dessus de l'aimant L3. C'est un déclencheur qui permet de détecter les rayons cosmiques.

2.2.4 Le spectromètre à muons

L'identification des muons au LHC est possible pour des muons d'impulsion au-delà de 4 GeV/c. Vers l'avant, grâce au Boost de Lorentz, il est possible de mesurer la production des charmonia jusqu'à $p_T = 0$ GeV/c. Un spectromètre placé vers l'avant, permet une moindre production de bruit de fond dû aux désintégrations des pions et des kaons qui mettent en jeu de très grandes impulsions. La quantité de particules produites par unité de pseudo-rapacité est aussi plus petite. L'acceptance angulaire du spectromètre à muons couvre donc les angles de 2° à 9° (soit une couverture en pseudo-rapacité $-4 < \eta < -2.5$). Sa résolution dépend de la masse et doit être meilleure que $100 \text{ MeV}/c^2$ afin de séparer tous les états résonnants. Le spectromètre (figure 2.20) est constitué d'un long absorbeur hadronique, d'un aimant dipolaire, de 10 plans de trajectographie, d'un second absorbeur, puis de 4 plans supplémentaires pour l'identification des muons et le déclenchement. De plus un absorbeur supplémentaire entoure le tube faisceau, toujours dans le but de limiter le bruit de fond dû aux particules émises à petits angles et qui interagissent avec le tube.

2.2.4.1 Les absorbeurs hadroniques et leurs conséquences sur la physique

Le rôle de l'absorbeur de hadrons, situé à une distance de 90 cm du point d'interaction et d'une longueur de 4.1 m, est de réduire le flux de hadrons primaires produits lors des collisions Pb-Pb, par environ un facteur 100 [83]. Il diminue aussi le bruit de fond provenant des désintégrations des pions et kaons en muon en limitant leurs libres parcours moyens. La structure de

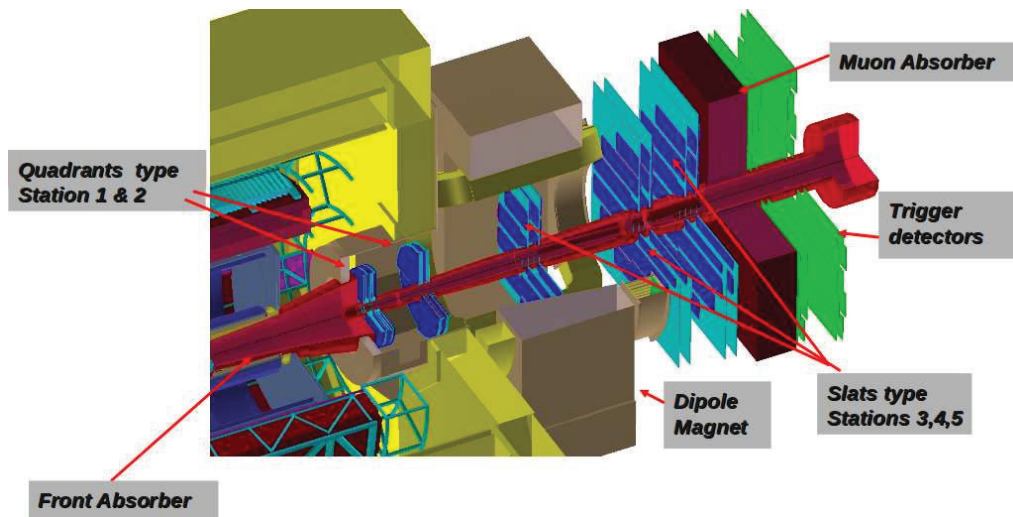


Figure 2.20 – Vue du spectromètre à muons.

l'absorbeur a été optimisée pour minimiser la rétrodiffusion des particules chargées et neutres vers la TPC. La géométrie et la composition de l'absorbeur sont résumées dans la figure 2.21. Le début de l'absorbeur est constitué de matériaux possédant un faible nombre de charges Z (carbone et béton). Son rôle est d'assurer la modération des neutrons. Le gain sur la résolution en masse par rapport à un absorbeur entièrement fait de carbone est de $5 \text{ MeV}/c^2$. La fin de l'absorbeur est constituée d'acier, matériau possédant un grand nombre de charges Z , afin de réduire le flux de photons arrivant dans les premières chambres de trajectographie. La contribution en terme de diffusion multiple de l'absorbeur est donc importante ($\sim 60 X_0$ [84]) à cause des différents matériaux employés et cela a des conséquences sur les performances de trajectographie. La composition adoptée pour l'absorbeur (figure 2.21) prend en compte toutes les contraintes énoncées précédemment tout en cherchant à conserver la meilleure résolution possible sur la détermination de l'angle de production des muons.

L'absorbeur autour du tube faisceau est fait d'un matériau dense, le tungstène ainsi que d'un mélange tungstène-plomb. Son rôle est d'éliminer le bruit de fond provenant des particules secondaires créées dans le tube faisceau.

Le filtre à muons est quant à lui un mur de fer de dimensions $5.6 \times 5.6 \times 1.2 \text{ m}^3$ situé à 15 m de l'IP, devant le premier plan de déclenchement.

Nous allons maintenant montrer que la composition de l'absorbeur principal a de nombreuses conséquences sur les performances physiques du spectromètre [85].

Effets de la diffusion multiple : lors de son passage dans un milieu, une particule chargée subit de nombreuses déviations sur de petits angles, à cause de l'interaction coulombienne qui s'exerce entre la particule et les atomes du milieu. Lorsque la particule est un hadron, l'interaction forte contribue aussi à la diffusion multiple. La diffusion multi-coulombienne est décrite par la théorie de Molière. Pour de petits angles de diffusion, on peut se placer dans le cadre d'une approximation gaussienne pour le calcul de l'angle de déviation [6], qui est donné par :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (2.7)$$

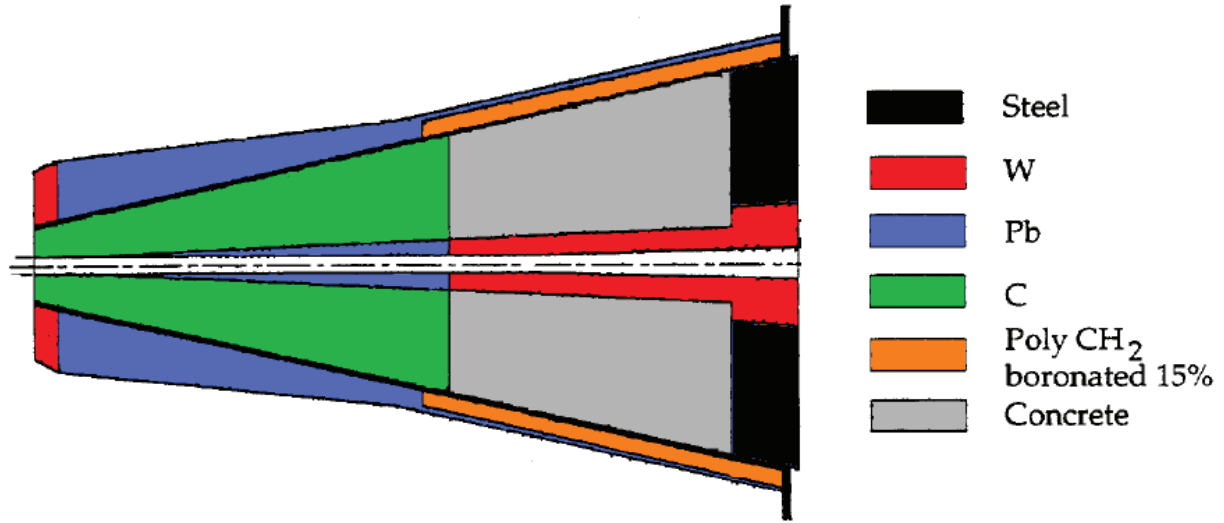


Figure 2.21 – Composition de l'absorbeur hadronique [84, 85].

où p , βc , z sont respectivement l'impulsion, la vitesse et le nombre de charge de la particule incidente et x/X_0 est l'épaisseur du milieu rapportée à la longueur de radiation. La diffusion dans l'absorbeur induit donc une modification de la trajectoire du muon qui se traduit par une erreur sur la mesure de l'angle d'ouverture séparant les deux muons d'un dimuon au niveau du point d'interaction. L'absorbeur est le principal responsable de la dégradation de la résolution en masse (contribution quadratique de l'ordre de $80 \text{ MeV}/c^2$ dans la région de l' Υ). Il est possible de corriger la déviation angulaire induite par la diffusion multiple à l'aide de la méthode de Badier-Branson (voir annexe 1), en connaissant les longueurs de radiation des matériaux qui composent l'absorbeur et le point d'interaction donné par l'ITS.

Effets des pertes d'énergie : à haute énergie, quatre processus contribuent aux pertes d'énergie des muons :

- l'ionisation ;
- la production directe de paires e^+e^- ;
- le Bremsstrahlung ;
- l'interaction photonucléaire.

Les processus radiatifs dominent devant l'ionisation à haute énergie. La perte moyenne d'énergie pour un muon peut être écrite comme :

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E \quad (2.8)$$

où $a(E)$ est l'énergie d'ionisation donnée par la formule de Bethe-Bloch et $b(E)$ est la somme des contributions de la production de paires, du Bremsstrahlung, et de l'interaction photonucléaire. Les figures 2.22 montrent les pertes d'énergie subies par un muon dans l'absorbeur hadronique, pour différentes énergies cinétiques et différentes ouvertures angulaires.

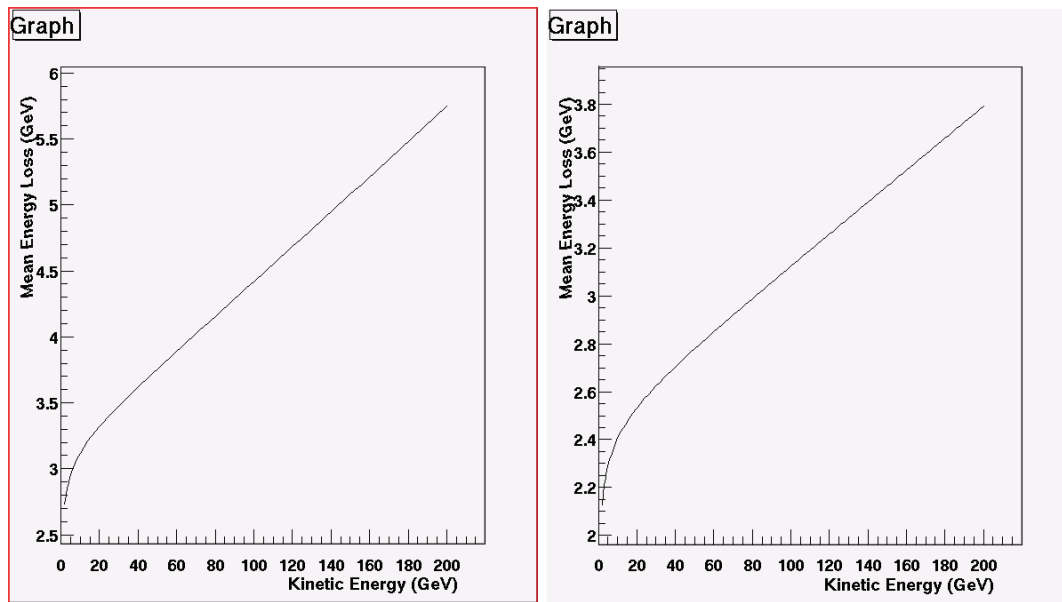


Figure 2.22 – Perte d'énergie moyenne dans l'absorbeur frontal en fonction de l'énergie cinétique du muon pour un angle compris entre 2° et 3° (à gauche) et pour un angle compris entre 3° et 9° (à droite)[87].

Ces pertes d'énergie sont à l'origine de l'allure non gaussienne des résonances reconstruites dans le spectromètre car elles ajoutent une composante non symétrique au spectre.

2.2.4.2 L'aimant dipolaire

Un aimant dipolaire, placé en dehors de l'aimant L3, d'une longueur de 5 m délivre un champ de 0.7 T, soit une valeur intégrée de 3 T.m entre le point d'interaction et le filtre à muons. Il sert à courber la trajectoire des muons dans le plan vertical afin de déterminer leur impulsion.

2.2.4.3 Les chambres de trajectographie

Le spectromètre est composé de 5 stations de détection, composées chacune de deux plans. Les plans de détection sont des chambres proportionnelles multi-fils à cathodes segmentées. Les deux stations avant et après le dipôle donnent des informations sur l'angle de la trace, celle à l'intérieur du dipôle sur la flèche. Les chambres sont un peu plus grandes que l'acceptance du spectromètre pour prendre en compte les effets du champ magnétique. Les deux premières stations sont situées respectivement à 5.4 m et 6.9 m du point d'interaction. La station 3, à l'intérieur du dipôle est à une distance de 9.8 m. Enfin, les deux dernières stations sont situées à 12.9 m et 14.2 m de l'IP. Les chambres de détection doivent remplir les conditions suivantes liées à la physique :

- Posséder une résolution spatiale inférieure à $100 \mu\text{m}$ selon la direction y (plan de la courbure) et de 1 mm selon la direction x afin de conserver une résolution en masse inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$ dans la région en masse de l' Υ .

- Utiliser des matériaux fins (2-3% de X_0).
- Etre peu sensibles aux photons et neutrons du bruit de fond.
- Supporter une densité maximale d'impacts de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$ attendue en collisions centrales Pb-Pb. Afin de conserver un taux d'occupation inférieur ou égal à 5%, une fine segmentation du détecteur est nécessaire. Des "pads" de taille $4.2 \times 6.3 \text{ mm}^2$ ont été utilisés dans la première station, au plus proche du tube faisceau, là où la densité d'impacts est la plus élevée [84].

2.2.4.4 Les chambres de déclenchement

Leur rôle est crucial lors de la prise de données. En effet, les faibles sections efficaces et rapports de branchement dans le canal dimuon des résonances J/ψ et Υ nécessitent l'utilisation d'un système de déclenchement très sélectif. Les deux stations de déclenchement sont situées à 16 et 17 m du point d'interaction respectivement. Elles sont protégées par un filtre de fer, décrit dans la section 2.2.4.1, qui arrête les hadrons et muons de faible impulsion. La détection se fait grâce à des RPCs (Resistive Plate Chambers) qui ont des temps de réponse rapides, une très bonne résolution en temps, une bonne efficacité et résolution spatiale et une faible sensibilité aux neutrons et gammas. Un déclenchement de niveau 1 (L1) basé sur une coupure en impulsion transverse permet de réduire le fort taux de muons de bas p_T provenant des désintégrations de π et K. Il s'appuie sur la coïncidence des mesures dans les deux stations de déclenchement. Deux coupures programmables (une coupure à bas p_T et une coupure à haut p_T) peuvent être réalisées en parallèle par l'électronique du déclencheur. Six signaux de déclenchement sont délivrés au CTP (Central Trigger Processor), voir chapitre 3 section 3.2.1.

2.2.5 Le logiciel de simulation ALIROOT et la grille WLCG

Le logiciel de simulation ALIROOT de la collaboration ALICE repose sur le programme ROOT développé par le CERN et propose une interface avec des générateurs MONTE CARLO (citons PYTHIA, HIJING) et avec les codes de transport de particules (GEANT3, GEANT4). Un fichier de configuration unique permet de sélectionner le type d'événements à simuler, les générateurs choisis, les effets physiques désirés, la présence de champ magnétique, ainsi que les détecteurs à prendre en compte. Le générateur d'événements va générer les particules produites par la collision, qui seront transportées par GEANT3 dans les détecteurs où elles vont produire des HITS (de l'énergie déposée en un point donné). Les traces générées, les caractéristiques des impacts ainsi que les propriétés des particules qui les ont générés, sont stockées dans des fichiers ROOT. Pour prendre en compte la réponse du détecteur les HITS sont convertis en DIGITS. Il peut y avoir un passage par les SUMMABLE DIGITS qui conservent toute l'information des HITS. Les HITS sont des signaux numérisés (coups ADC) obtenus par une cellule sensible du détecteur à un certain temps. À partir des DIGITS (qu'ils proviennent de simulations ou de vraies données), on reconstruit les clusters qui sont un ensemble de DIGITS adjacents générés par la même particule traversant le détecteur. Les traces reconstruites correspondent à un jeu de paramètres (courbures, angles, coordonnées) pour décrire la trajectoire de la particule, ainsi que les matrices de covariances associées. Une reconstruction des clusters est réalisée dans chaque détecteur puis la reconstruction des traces, du vertex et l'identification des particules sont faites pour former les ESD (Event Summary Data), qui peuvent être filtrés pour former les AOD (Analysis Object Data). Ce sont ces ESD (ou AOD) qui seront utilisés dans les analyses de physique, voir

figure 2.23.

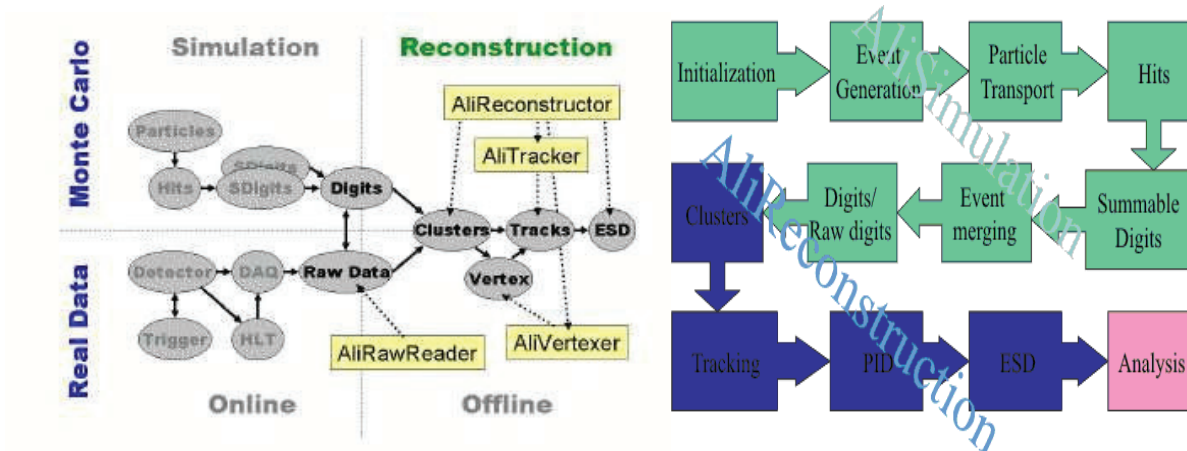


Figure 2.23 – Figure de gauche : Structure de la partie simulation et reconstruction dans ALIROOT. Droite : Schéma des différentes étapes, de la simulations à la reconstruction des données [89].

Afin de pouvoir analyser la grande quantité de données collectées par l'expérience, une grande puissance de calcul est nécessaire. C'est le rôle de la WLCG (Worldwide LHC Computing Grid) composée de dizaines de milliers d'ordinateurs, avec une capacité de stockage de plusieurs pétaoctets répartis dans différents centres de calcul mondiaux (citons à titre d'exemple le centre de calcul CCIN2P3 de Villeurbanne). Cette grille est hiérarchisée selon des Tiers :

- le Tier 0 permet le stockage permanent des données brutes recueillies par les détecteurs ;
- dans les Tiers 1, une première reconstruction des données est réalisée (calibration, alignement) ;
- les Tiers 2 sont utilisés pour la génération MONTE CARLO et les analyses de physique.

Il existe aussi des fermes de calcul de niveau Tiers 3, sans obligation de services vis-à-vis de la communauté utilisatrice.

Cette grille de calcul WLCG a été notre outil de travail pour l'analyse des données présentée dans le chapitre suivant.

Analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω , ϕ) en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Cette analyse est le fruit d'un travail collaboratif entre les groupes ALICE de Cagliari et Lyon. Des vérifications systématiques, notamment pour la délicate étape de soustraction du bruit de fond ont été réalisées. Différentes méthodes d'ajustement des spectres en masse ont été utilisées. Seule une des méthodes sera détaillée ici. On présentera aussi les différents critères de sélection des données, ainsi que les coupures appliquées pour la sélection des muons. Les résultats physiques de la dernière section sont les résultats communs approuvés qui feront l'objet d'un article de la collaboration ALICE.

3.1 Caractérisation du spectre en masse

On se propose ici d'introduire les différents processus contribuant au spectre en masse dimuon dans la région des basses masses ($M_{\mu^+\mu^-} < 1.5$ GeV/c²), ainsi que le nombre de résonances attendu par collision proton-proton à 7 TeV.

3.1.1 Processus contribuant à la région des basses masses

On peut classer ces processus selon deux catégories : les sources de muons corrélés et les sources de muons non corrélés. Les sources de muons corrélés vont plus particulièrement nous intéresser puisque ces sources contiennent le signal que l'on veut étudier. Les sources corrélées sont les suivantes :

- les mésons vecteurs de basses masses ρ , ω et ϕ qui se désintègrent via un photon virtuel en $\mu^+\mu^-$;
- le méson η se désintégrant en $\mu^+\mu^-$;
- les désintégrations Dalitz à 3 corps du η , η' et ω dans les canaux :
 - $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$
 - $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$
 - $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$
- les désintégrations semi-leptoniques "simultanées" des mésons charmés et/ou beaux.

On va revenir un peu plus en détail ici sur cette dernière contribution. Aux énergies du LHC, dans la région en masse qui nous intéresse, en collisions pp, la contribution du charme ouvert va être dominante devant celle de la beauté. Les paires $c\bar{c}$ peuvent être produites par annihilation quark anti-quark, ou principalement par fusion de gluons. La fragmentation de ces paires $c\bar{c}$ conduit à la formation d'une paire de mésons charmés (par exemple D^+D^-). Les mésons charmés sont constitués d'un quark c et d'un antiquark \bar{u} , \bar{d} ou \bar{s} ¹. La production d'un méson charmé et de son antiparticule est donc corrélée car provenant du même processus de fusion de gluons et de fragmentation. La désintégration simultanée dans un canal semi-leptonique, des deux mésons ainsi formés, va donc conduire à la formation de deux muons corrélés, comme c'est le cas dans les réactions de désintégration :

$$\begin{cases} D^+ \longrightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \longrightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Les baryons charmés (Λ_c , Ξ_c et Ω_c) contribuent aussi à la formation de muons corrélés mais leur contribution est faible devant celle des mésons qui est de 90%. Les rapports de branchement $B_{D \rightarrow \mu X}$ dans le canal semi-muonique des mésons et baryons charmés sont indiqués dans le tableau 3.1 [6].

	Particules	Composition	Masse (MeV)	$B_{D \rightarrow \mu X}$ (%)
Mésons charmés ($C=\pm 1$)	D^0, \bar{D}^0	$(c\bar{u}), (\bar{c}u)$	1864.84 ± 0.17	6.7 ± 0.6
	D^+, D^-	$(c\bar{d}), (\bar{c}d)$	1869.62 ± 0.20	16.0 ± 0.4
Mésons étranges et charmés ($C=S=\pm 1$)	D_s^+, D_s^-	$(c\bar{s}), (\bar{c}s)$	1968.49 ± 0.34	8.0^{+6}_{-5}
Baryons charmés ($C=+1$)	Λ_c^+, Λ_c^-	$(udc), (\bar{u}\bar{d}\bar{c})$	2284.46 ± 0.14	4.5 ± 1.7
	Ξ_c^+, Ξ_c^-	$(usc), (\bar{u}\bar{s}\bar{c})$	2467.9 ± 0.4	8.0 ± 5.0
	$\Xi_c^0, \Xi_c^{\bar{0}}$	$(dsc), (\bar{d}\bar{s}\bar{c})$	2471.0 ± 0.4	8.0 ± 5.0
	$\Omega_c^0, \Omega_c^{\bar{0}}$	$(ssc), (\bar{s}\bar{s}\bar{c})$	2697.5 ± 2.6	8.0 ± 5.0

Tableau 3.1 – Mésons et baryons charmés ayant un canal de désintégration semi-muonique.

La production de charme est généralement désignée par le terme global $D\bar{D}$.

La production de paires $b\bar{b}$ en QCD va se faire par trois mécanismes principaux, comme le montre les graphes de Feynman (figure 3.1) :

- La création de saveur (ou production directe) : ces processus proviennent directement de l'interaction des deux protons incidents du faisceau. Un quark et un antiquark ou deux gluons vont interagir pour former la paire $b\bar{b}$ dans l'état final (graphes de Feynman de la figure 3.1 du haut).
- L'excitation de saveur : un quark b de la mer de quark d'un des faisceaux interagit avec le parton de l'autre faisceau (graphe de Feynman de la figure 3.1 en bas à gauche).
- La division de gluons : la paire $b\bar{b}$ est produite à partir d'un gluon, après la collision dure (graphe de Feynman de la figure 3.1 en bas à droite).

1. Les antiparticules correspondantes sont formées à partir des antiquarks correspondants.

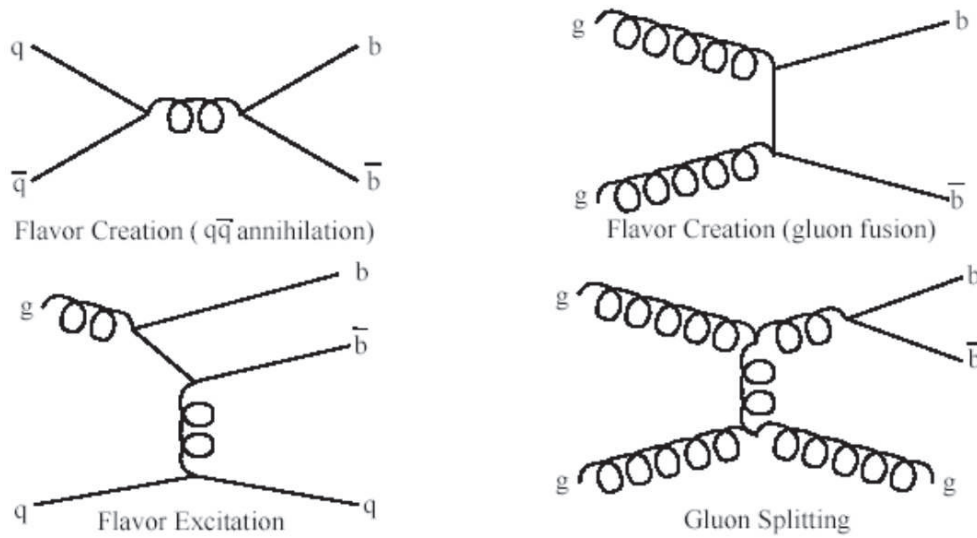


Figure 3.1 – Diagrammes de Feynman de production de paires $b\bar{b}$ [90].

Après hadronisation, ces paires de quarks vont conduire à la formation de paires de mésons $B\bar{B}$ qui vont aussi se désintégrer dans un canal semi-muonique, conduisant ainsi à la production de deux muons corrélés.

Il reste à prendre en compte les associations $D\bar{B}$ et $B\bar{D}$ qui sont corrélées à hauteur de 70% environ [8]. La corrélation s'explique par le fait que ces mésons beaux et charmés vont être produits par la même paire initiale $b\bar{b}$. La paire $b\bar{b}$ va conduire à la formation de mésons beaux puis l'un des mésons beaux va ensuite se désintégrer en un méson charmé, produisant ainsi ces mélanges $B\bar{D}$ et $D\bar{B}$. On rappelle que la contribution principale au bruit de fond corrélé beau et charmé reste les paires $D\bar{D}$.

Il nous reste maintenant à discuter les sources de production de dimuons non corrélés, à l'origine d'un continuum supplémentaire à rajouter à nos sources corrélées (resumées dans le spectre de la figure 3.2) et qui vont être de deux types :

- Les désintégrations de mésons charmés et/ou beaux qui ne proviennent pas de la même paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ initiale.
- Les désintégrations semi-leptoniques des mésons pions et kaons (voir figure 3.3) qui peuvent produire par hasard deux muons dans l'acceptance du spectromètre, selon les réactions :

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu \qquad K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$$

C'est la contribution principale au bruit de fond non corrélé.

Différentes méthodes pour soustraire le bruit de fond non corrélé existent et ont été utilisées dans l'analyse. L'estimation du bruit de fond corrélé est bien plus difficile et est bien souvent dépendante de simulations, comme c'est le cas dans cette analyse.

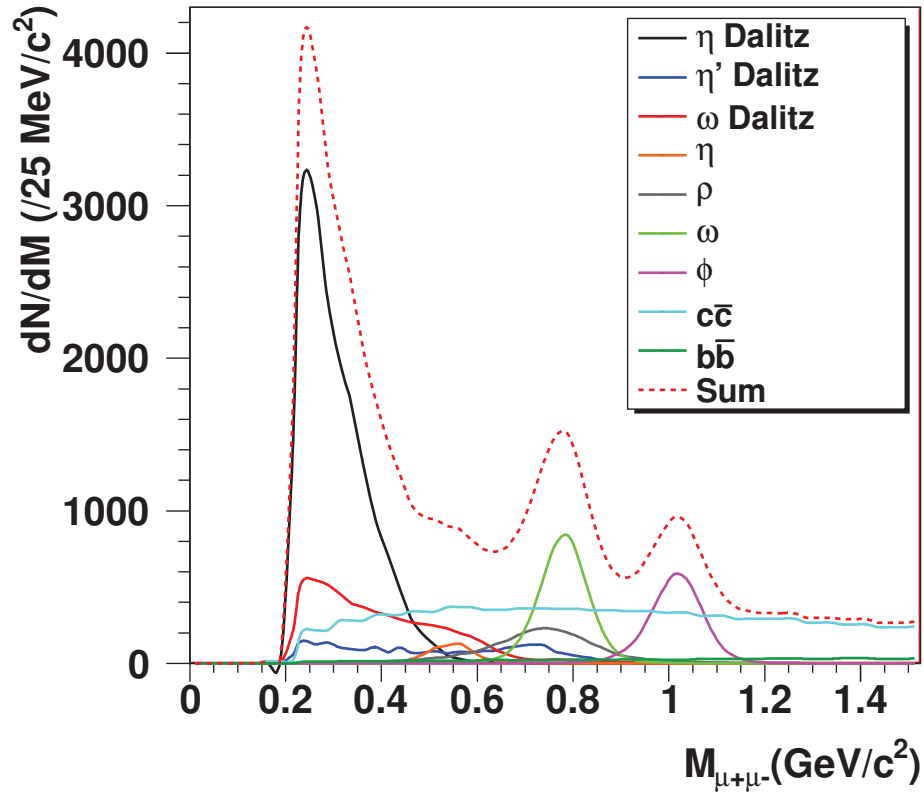


Figure 3.2 – Différentes contributions au spectre en masse invariante dimuon en collisions pp pour une statistique d'environ 36000 dimuons reconstruits simulés avec le générateur AliGenMUONLMR (ici seulement les sources corrélées). La courbe noire correspond à la contribution η Dalitz, la courbe bleue foncée à η' Dalitz, la courbe rouge au ω Dalitz. La courbe orange correspond à la résonance η , la grise au ρ , la verte claire au ω et la rose au ϕ . La contribution du charme ouvert est représentée en bleu clair et la beauté ouverte en vert foncé. La somme des différentes contributions est en rouge pointillé.

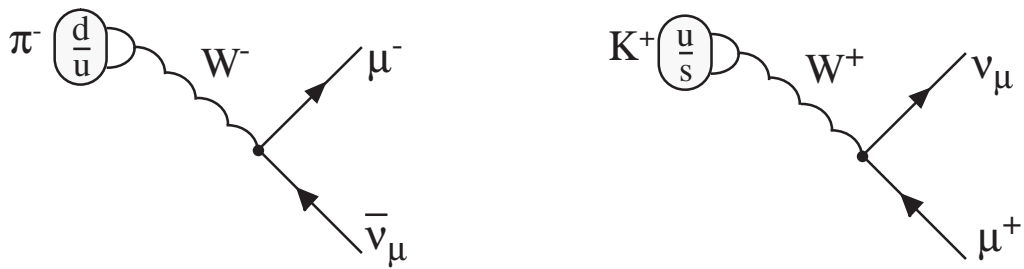


Figure 3.3 – Désintégrations des mésons π et K en muons.

3.1.2 Nombre de résonances (ρ , ω , ϕ) produites par collisions pp

Les rapports de branchement des résonances de basses masses dans le canal dimuon sont assez faibles comme cela a déjà été discuté dans le chapitre 1. Il faut donc produire un nombre assez important de particules à chaque collision afin d’obtenir une statistique raisonnable dans le spectromètre à muons en quelques mois de prises de données. A l’aide d’une simulation PYTHIA de 40000 événements de biais minimum, dans tout l’espace des phases, on peut avoir accès à ce nombre moyen de résonances émises à chaque collision. En collisions pp à 7 TeV, on produit ainsi en moyenne : 5.09 ρ , 4.81 ω et 0.46 ϕ (voir figures 3.4). Les valeurs attendues pour des énergies de 5.5 TeV et 14 TeV sont données à titre indicatif dans le tableau 3.2. Il faut bien sûr corriger ce nombre de l’acceptance et de l’efficacité de détection du spectromètre pour ces résonances de basses masses. Ces chiffres seront présentés plus loin dans le chapitre. On peut d’ores et déjà dire qu’avec la petite acceptance géométrique du spectromètre (1.5 unité de pseudo-rapidité) et la présence de l’absorbeur qui empêche les muons de basses énergies d’atteindre les chambres de détection, seulement quelques pourcents des basses masses produites seront reconstruites dans le spectromètre. Si l’on compare ces chiffres maintenant avec ceux de la résonance J/ψ , on voit que le J/ψ possède un rapport de branchement en dimuons 200 fois plus élevé que celui du ϕ . Cependant on ne va produire un J/ψ que toutes les 1000 collisions environ, dans tout l’espace des phases. Cela a pour conséquences que l’on s’attend à produire malgré tout, dans des proportions assez similaires, des résonances ϕ et J/ψ . On rappelle que le rapport signal sur bruit est bien meilleur pour les résonances de hautes masses comme le J/ψ , et que les problématiques des deux analyses sont donc bien différentes.

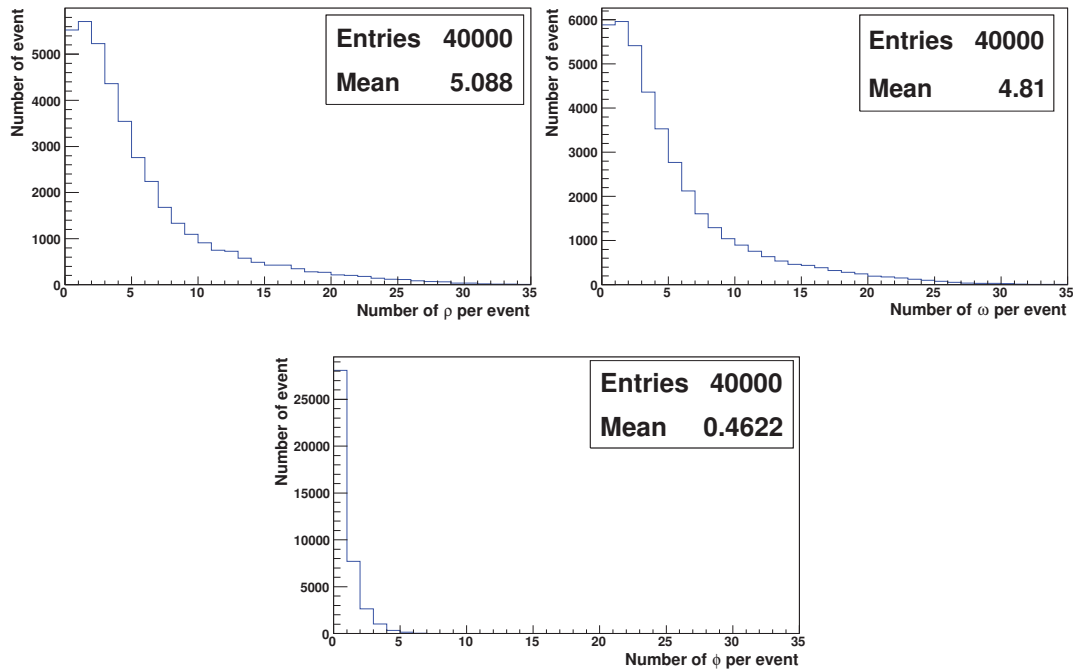


Figure 3.4 – Nombre de ρ (en haut à gauche), ω (en haut à droite) et ϕ (en bas) produits par événement dans des collisions pp à 7 TeV.

Nombre moyen de résonances par collision inélastique pp	ρ	ω	ϕ
5.5 TeV	3.31	3.12	0.29
7 TeV	5.09	4.81	0.46
14 TeV	6.31	6.07	0.62

Tableau 3.2 – Nombre moyen de ρ , ω et ϕ produits par collision inélastique pp par le générateur PYTHIA, pour 3 énergies différentes dans le centre de masse [8, 91, 92].

3.2 La sélection des événements

La liste des runs utilisés dans cette analyse se trouve dans l'annexe 2. Les données analysées couvrent 5 périodes de prises de données (périodes b, c, d, e et f) à $\sqrt{s} = 7$ TeV, qui ont satisfait aux critères de sélection présentés ci-dessous, ce qui correspond à une luminosité intégrée de $L_{int} = 85 \text{ nb}^{-1}$. Ces données correspondent à l'intégralité de la statistique des collisions pp de l'année 2010 pour la période dite de "faisceau de basse intensité" où les conditions expérimentales dans ALICE ont été adaptées afin de maintenir un taux d'empilement des événements faible dans les détecteurs, ainsi qu'à quelques runs² de faisceau "haute intensité". Les études de bruit de fond présentées ici ont été réalisées sur un sous lot statistique correspondant à environ 85% de la statistique des 4 premières périodes, soit une luminosité intégrée estimée à $L_{int} = 59 \text{ nb}^{-1}$. Tous les runs et événements utilisés dans les analyses satisfont aux critères de sélection développés ici.

3.2.1 Les déclencheurs utilisés

Une description complète de la nomenclature des déclencheurs utilisés dans ALICE peut être trouvée dans la référence [93]. Deux types de déclencheurs vont nous intéresser dans cette analyse : le déclencheur qui correspond aux événements de biais minimum (CINT1B) ainsi qu'un déclencheur dédié à la physique des muons (CMUS1B). Le déclencheur de biais minimum dans ALICE est défini comme un OU logique entre la détection d'au moins un impact dans les deux premières couches de l'ITS (SPD) et la détection d'un signal dans au moins un des deux anneaux du détecteur VZERO [94]. Une coïncidence avec un signal dans les compteurs qui détectent le passage des paquets de protons de chaque faisceau, de part et d'autre du point d'interaction, est aussi requise. Le déclencheur spécifique à la physique des muons consiste en la coïncidence d'un signal de biais minimum, avec la détection d'au moins une particule dans les chambres de déclenchement du spectromètre à muons. La logique de déclenchement requiert au moins 3 impacts sur 4 dans les chambres de déclenchement à la fois dans la direction de la courbure induite par le dipôle et dans l'autre direction. Ainsi, on peut reconstruire une trace dans les chambres de déclenchement. Cette trace est comparée avec une trace qui aurait une impulsion infinie, dans le plan de courbure. Réaliser une coupure sur la déviation entre ces deux traces revient à établir une sélection sur l'impulsion transverse du muon. Cette coupure, appelée p_T^{trig} est ajustable et est utilisée pour rejeter les muons "mous" qui proviennent des désintégrations pions et kaons. Le pouvoir de rejet de cette coupure sera montré dans la section 3.3.1. Un des rôles de la coupure consiste aussi à limiter le taux de déclenchements quand la luminosité délivrée par le LHC devient trop grande. La coupure naturelle est de 0.5 GeV/c ce qui conduit à des taux de déclenchements dans les chambres de 30 à 500 Hz [94]³. Il existe en fait un seuil bas et un seuil haut ajustables pour la coupure sur la variable p_T^{trig} , permettant l'envoi de six informations de déclenchements

2. un run correspond à un lot d'événements enregistrés pendant une certaine durée qui peut aller de quelques minutes à plusieurs heures.

3. Le taux d'interaction correspondant en collisions de biais minimum est de l'ordre de 15 kHz.

différentes par les chambres jusqu'au CTP (Central Trigger Processor) de ALICE :

- au moins un muon simple passe la coupure basse (haute) ;
- au moins deux muons de signes opposés sont tous les deux au dessus de la coupure basse (haute) ;
- au moins deux muons de mêmes signes sont tous les deux au dessus de la coupure basse (haute) [95].

Ici, seule la première condition a été utilisée. Les paires de muons sont reconstruites au niveau de l'analyse. Le tableau 3.3 représente les valeurs des coupures basses et hautes en impulsion transverse dans les données 2010 et 2011.

Date	Numéro des runs	Valeurs de la coupure basse et haute en impulsion transverse
3/4/10	115186-134982	tout p_T et 1 GeV/c
17/10/10	134983-139517	tout p_T et 1 GeV/c
14/03/11	145353-152935	tout p_T et 1 GeV/c
31/05/11	153056-153715	1 GeV/c et 1.7 GeV/c
14/06/11	154293-154296	1 GeV/c et 4.2 GeV/c
21/06/11	154724-	1 GeV/c et 4.2 GeV/c

Tableau 3.3 – Valeur des coupures basses et hautes en impulsion transverse pour le muon simple dans les chambres de déclenchement [96].

Le cas "tout p_T " correspond au cas où aucune coupure sur la déviation entre la trace et une trace d'impulsion infinie n'est appliquée. La trace aura subi uniquement des pertes d'énergie à la traversée des absorbeurs.

3.2.2 Sélection de la qualité du run

La qualité d'un run utilisé dans les analyses de physique est systématiquement vérifiée. Cette vérification a lieu dès la prise de données et toute anomalie dans les conditions de cette prise de données est reportée dans le logbook ALICE [97]. A partir des informations contenues dans le logbook, une liste des bons runs est extraite et exportée dans la RCT (Run Condition table) [98] où figurent les informations comme notamment la valeur des champs magnétiques, le nombre d'interactions de biais minimum, le nombre d'interactions avec un muon détecté, la liste des détecteurs ayant participé à la prise de données ainsi que d'éventuelles remarques sur la configuration des détecteurs. C'est à partir de cette liste de runs pré-établie que va être appliquée la tâche d'analyse de vérification de la qualité des runs pour la physique des muons. En effet, un run peut être jugé de mauvaise qualité pour la physique du tonneau central, mais peut néanmoins être utilisable pour la physique des muons. Dans les chambres de trajectographie, la valeur du nombre moyen de clusters par trace et par chambre est un bon indicateur de la qualité du run. Lorsque ce nombre moyen est supérieur à 0.9, le détecteur est dans une configuration pratiquement nominale et utilisable pour la physique. Pour des valeurs inférieures à 0.75 la valeur de l'efficacité de la trajectographie est modifiée, les runs peuvent cependant encore être utilisés. Si les pertes d'efficacité ne sont pas bien comprises, où si le run a servi à la mesure de la luminosité, ils ne sont pas utilisables pour la physique [96]. De même des critères similaires existent pour définir un bon run par rapport aux informations relatives aux chambres de déclenchement muons. Des histogrammes de vérifications de variables clés sont réalisés. On en présente ici deux exemples significatifs pour

la période des données d . La figure 3.5 représente le nombre moyen de clusters par chambre et par trace. On remarque une baisse de ce nombre moyen pour toute une gamme de runs (124850 à 125296) au niveau de la chambre 7 (points bleu clair). Si l'on regarde les conditions de prises de données, on voit que la partie gauche de la chambre 7 a été exclue de la lecture pour ces runs là. Ils peuvent cependant être conservés pour la physique si les simulations reproduisent les problèmes de la chambre 7. La figure 3.6 représente le rapport du nombre de muons possédant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c sur le nombre de déclenchements CMUS1B (courbe rouge). Les runs compris entre 124746 et 125078 présentent une forte diminution du rapport, traduisant ainsi une perte inattendue d'efficacité de détection. Ils sont donc retirés de l'analyse. Le run 125634 présente lui aussi un rapport déviant de la valeur moyenne des autres runs, il a été rejeté à cause d'une mauvaise configuration du déclencheur.

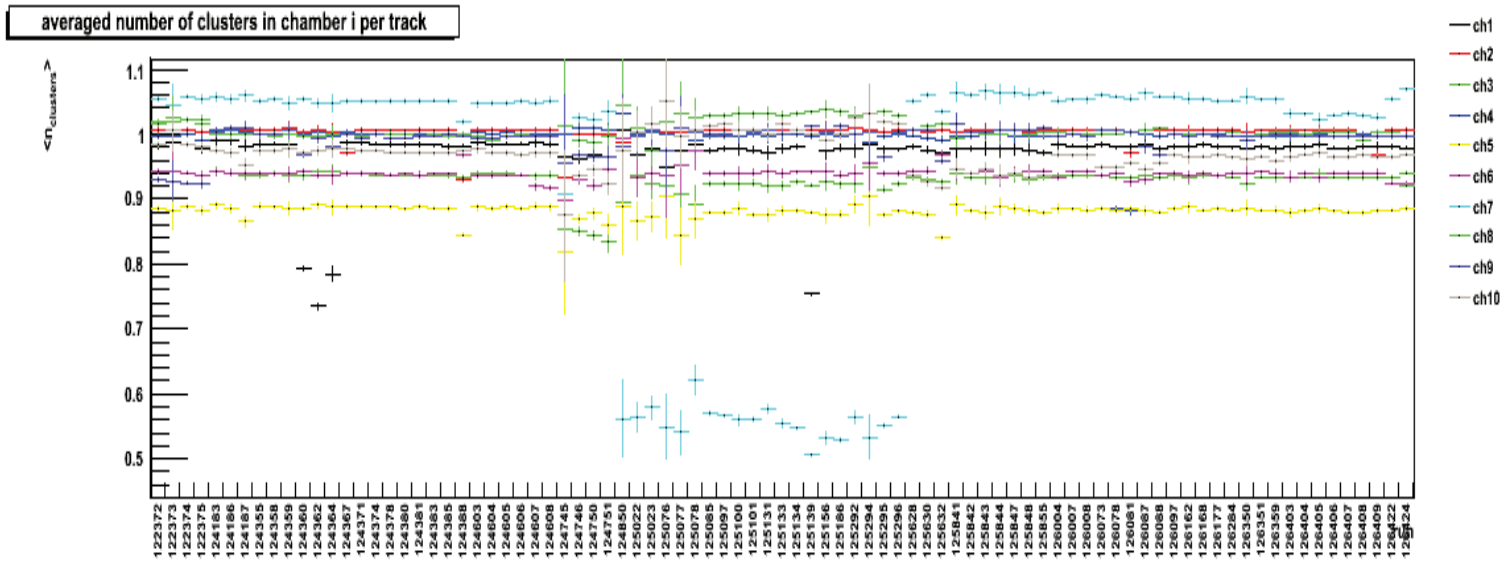


Figure 3.5 – Nombre moyen de clusters par chambre et par trace pour les événements passant la sélection physique définie dans le paragraphe 3.2.3.

3.2.3 La sélection physique des événements

La sélection des événements en collisions proton-proton est une sélection standard utilisée par toutes les analyses de physique. La première étape consiste à choisir le déclencheur (dans notre cas ce sera le CMUS1B et le CINT1B). Le déclenchement doit avoir eu lieu en coïncidence avec le passage des faisceaux. Notre événement ne doit pas être reconnu par le V0A et/ou le V0C comme étant un événement de type faisceau-gaz (voir chapitre 2). Enfin, le rejet des événements faisceau-gaz est également réalisé grâce à l'étude de la corrélation entre le nombre de clusters et le nombre de petites traces ("tracklets") reconstruites dans le SPD. La figure 3.7 est une illustration de cette coupure, ici appliquée à des événements de biais minimum. La figure de gauche correspond aux interactions faisceau-faisceau où le bruit de fond n'a pas été soustrait. La figure de droite correspond au cas où le faisceau est détecté du côté C mais rien n'est détecté du côté A et inversement. Les événements faisceau-faisceau ont clairement un comportement différent des événements bruit de fond. La coupure appliquée correspond à la courbe rouge.

Cette sélection physique rejette environ 4% des événements contenant un muon en collisions pp.

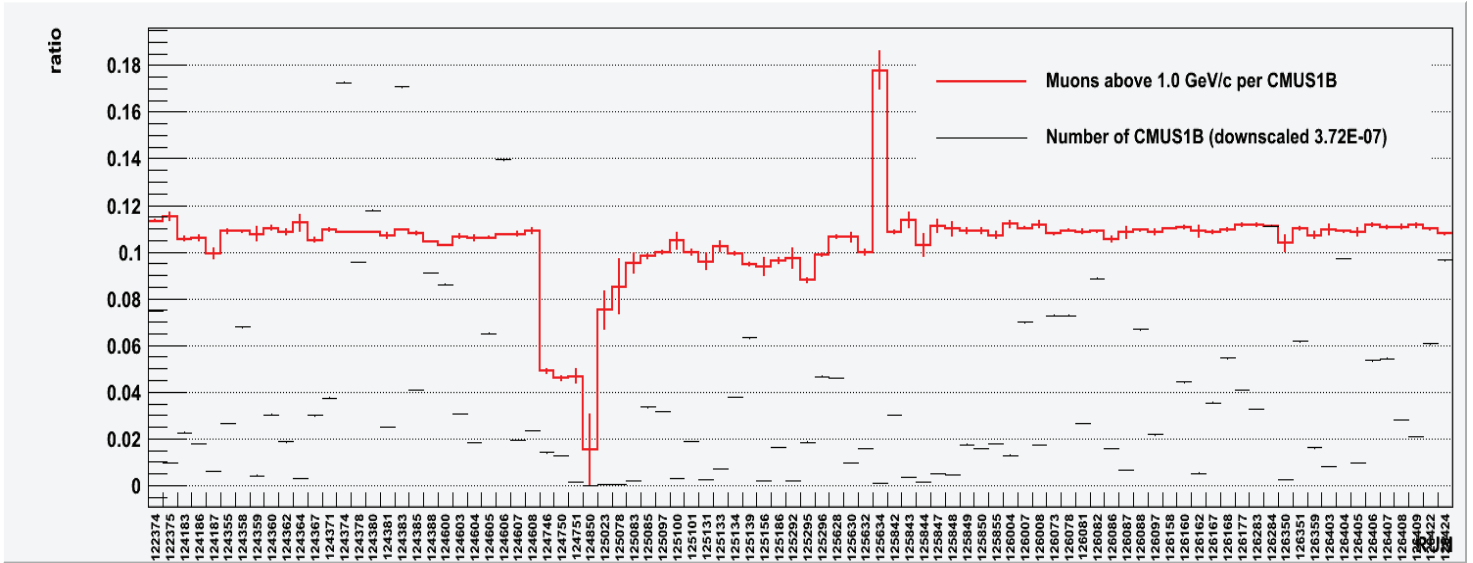


Figure 3.6 – Rapport du nombre de traces reconstruites dans le spectromètre au dessus de 1 GeV/c sur le nombre de déclenchements CMUS1B.

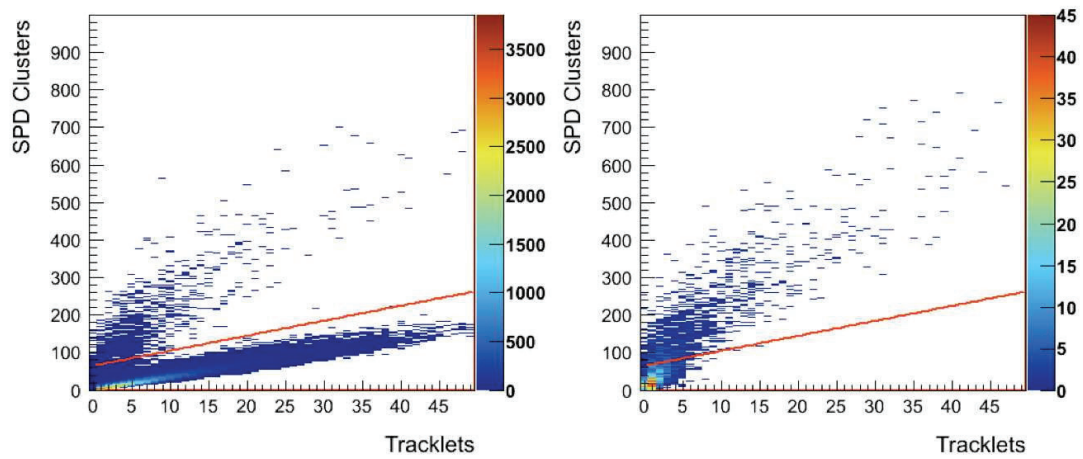


Figure 3.7 – Corrélation nombre de clusters versus nombre de tracklets dans le SPD. Gauche : dans le cas d'une collision faisceau-faisceau. Droite : Dans le cas où le faisceau n'est présent que du côté A ou C [99].

3.3 Reconstruction des spectres en masse invariante

La première étape de notre analyse va être d'identifier clairement le signal au dessus du bruit de fond dans les spectres en masse invariante reconstruits dans le spectromètre. Pour cela on va appliquer les coupures listées dans le paragraphe suivant afin de sélectionner notre lot de muons.

3.3.1 Les différentes coupures utilisées

La première coupure consiste à éliminer les traces muons qui sont sur le bord de l'acceptance du spectromètre et ainsi susceptibles d'être mal reconstruites. Pour cela, on applique une coupure sur la pseudo-rapacité du muon simple telle que : $-4 < \eta_{\mu\text{on}} < -2.5$.

La seconde coupure consiste à demander que chaque muon, utilisé pour reconstruire un dimuon, ait une trace dans le trajectographe qui soit associée à une trace dans les chambres de déclenchement ("trigger matching"). Cette association correspond à appliquer une sélection sur l'impulsion transverse du muon comme cela a été discuté dans la section 3.2.1. Tous les muons qui franchissent les seuils bas ou haut sont conservés. Cela correspond à rejeter environ 24 % des paires de muons. La figure 3.8 montre l'influence et l'importance de cette coupure pour la visualisation du signal grâce à l'amélioration du rapport signal sur bruit dans les spectres en masse invariante qu'elle apporte. Si aucun des muons utilisés pour reconstruire le dimuon ne laisse d'informations dans les chambres de déclenchement, le signal n'est pas identifiable sans soustraction du bruit (figure 3.8 en haut à gauche). Dans la figure 3.8 en haut à droite, un muon laisse strictement une information dans les chambres de déclenchement. Quelques traces du signal dans la zone des basses masses commencent à être visibles. Lorsque les deux muons passent les seuils de déclenchement (figure 3.8 du bas) les résonances $\rho+\omega$, ϕ et J/ψ sont identifiables.

Le meilleur rejet du bruit de fond s'observe directement dans la figure de la variable DCA en fonction de l'impulsion transverse (figure 3.9). Le DCA (Distance of Closest Approach) est la distance dans le plan transverse entre la trace muon extrapolée dans le plan du vertex et le vertex lui-même (voir schéma 3.10). Dans la figure 3.9 de gauche, on représente la corrélation DCA versus p_T de toutes les traces reconstruites dans les chambres de trajectographie du spectromètre. De très grandes valeurs de DCA peuvent être atteintes à bas p_T . Ces traces à grande valeur de DCA et basse impulsion transverse proviennent de muons secondaires créés par l'interaction d'une particule primaire avec la matière du détecteur ALICE (principalement le tube faisceau et l'absorbeur). N'étant pas formés lors de la collision initiale, ces muons secondaires d'impulsion inférieure à 2 GeV/c sont produits loin du vertex d'interaction, ce qui explique leur grande valeur de DCA. La ligne horizontale observée aux valeurs de DCA de l'ordre de 50 cm correspond à des particules produites lors d'interactions faisceau-gaz intervenant dans le même intervalle de temps que la collision faisceau-faisceau. Pour les traces reconstruites dans les chambres de trajectographie qui ont été associées avec une trace dans les chambres de déclenchement, l'allure de la distribution du DCA en fonction de l'impulsion transverse est montrée dans la figure 3.9 de droite. On observe qu'une partie des muons secondaires avec une très grande valeur de DCA et une impulsion transverse faible a été rejetée. L'utilisation des chambres de déclenchement en addition des chambres de trajectographie permet également d'éliminer les hadrons créés principalement en fin d'absorbeur. Ces hadrons possèdent également une valeur de DCA en moyenne plus grande que celle des particules qui proviennent de la collision initiale et sont stoppés dans le mur de fer.

Notons tout de même que pour notre analyse, il est nécessaire de requérir que les deux muons aient déclenché, alors que dans l'analyse J/ψ demander un seul muon détecté dans les chambres de déclenchement est suffisant pour extraire le signal en collisions pp. La statistique disponible pour l'analyse dans la région des basses masses sera donc moindre.

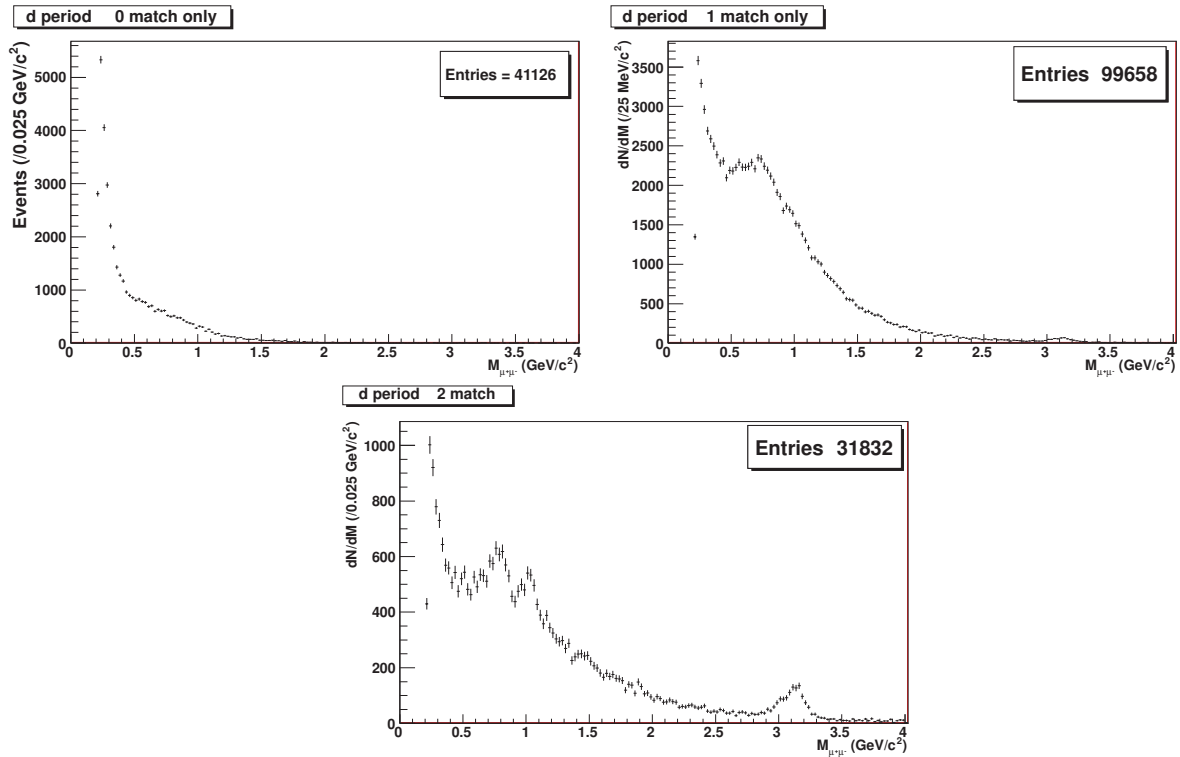


Figure 3.8 – Spectre en masse invariante des dimuons reconstruits pour la période d de prises de données dans le cas où aucun muon n'est associé avec une trace dans le déclencheur (en haut à gauche), où un muon est associé (en haut à droite) et où les deux muons sont associés (en bas).

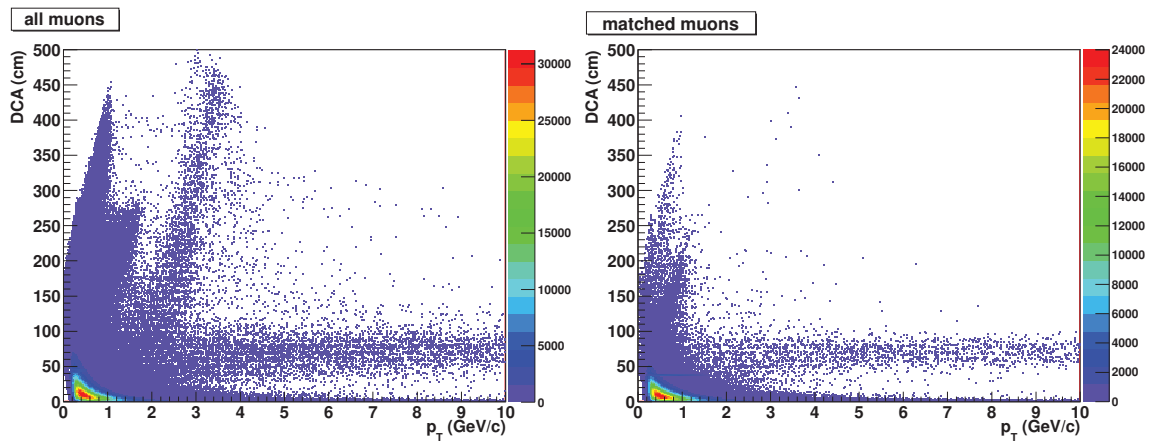


Figure 3.9 – Distributions en DCA versus p_T de toutes les traces reconstruites dans les chambres de trajectographie (gauche). Distribution en DCA versus p_T des traces reconstruites dans les chambres de trajectographie qui sont également associées avec une trace dans les chambres de déclenchement (droite).

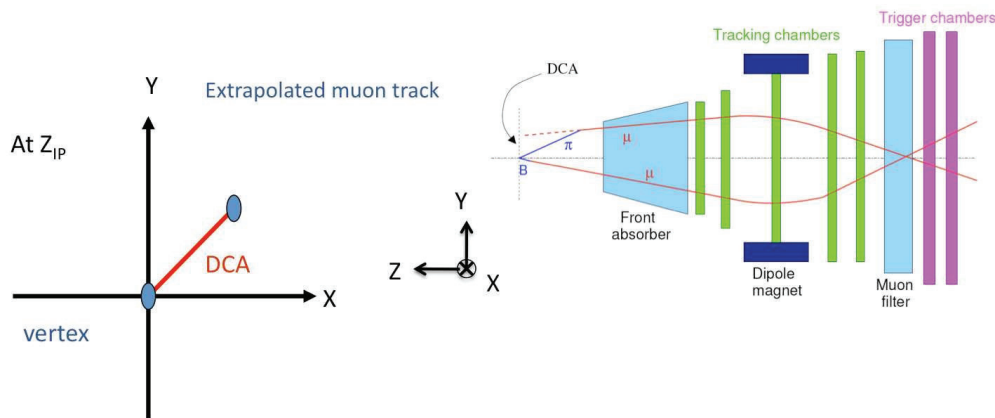


Figure 3.10 – Représentation schématique du DCA (Distance of Closest Approach).

3.3.2 Spectres en masse invariante bruts

Après passage des différentes coupures détaillées précédemment, le spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés a été extrait pour chaque période de prises de données (voir les quatre figures 3.11) ainsi que pour toutes les périodes sommées (figure 3.12). Si la présence des résonances de basses masses n'est pas clairement identifiable dans la période b de prises de données où la statistique est faible, elles l'est clairement dans les trois autres périodes. La période e est la période cumulant le plus de statistique. On note aussi la présence claire d'un signal J/ψ . Le nombre de dimuons de signes opposés ainsi que le nombre de paires de dimuons de même signe reconstruits, passant nos coupures, sont reportés dans le tableau 3.4 pour chaque période.

Période : LHC10	b	c	d	e	Total
$(N_{\mu^+\mu^-}) \times 10^3$	1.4	6.8	31.8	75.4	115.4
$(N_{\mu^+\mu^+} + N_{\mu^-\mu^-}) \times 10^3$	0.9	4.1	20.6	45.7	71.3

Tableau 3.4 – Nombre de paires de muons dans le lot de données qui satisfont aux coupures de sélection et qui ont été utilisées dans cette première partie de l'analyse.

3.4 La soustraction du bruit de fond

Afin de traiter notre spectre brut et extraire notre signal, nous allons évaluer le bruit de fond provenant des sources non corrélées de dimuons (bruit de fond combinatoire). Il existe pour cela différentes techniques. Deux sont présentées ici : la technique des dimuons de paires de même signe et la méthode de mélange des événements. On comparera les deux techniques, et motivera le choix préférentiel de l'une des techniques.

3.4.1 Evaluation du bruit de fond combinatoire avec les paires de dimuons de même signe

Les paires de muons de même signe doivent être produites de façon complètement non corrélée pour qu'elles puissent décrire correctement le bruit de fond combinatoire. En toute rigueur,

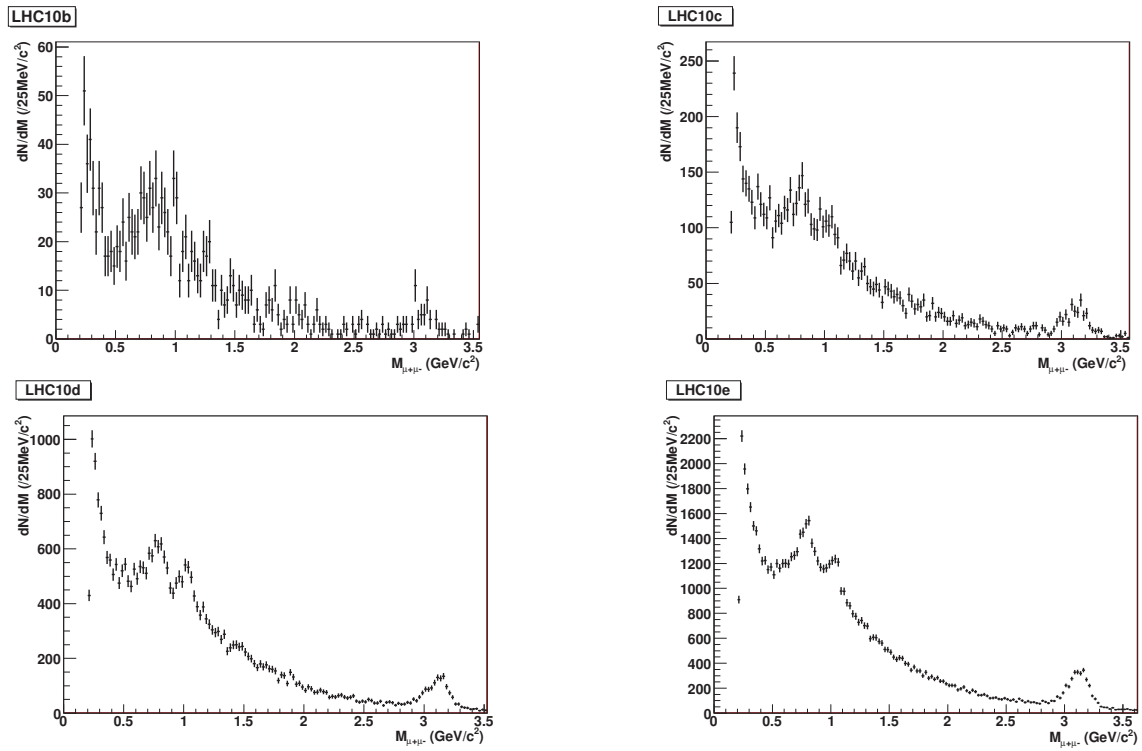


Figure 3.11 – Spectres en masse invariante des dimuons pour la période b (en haut à gauche), pour la période c (en haut à droite), pour la période d (en bas à gauche) et pour la période e (en bas à droite).

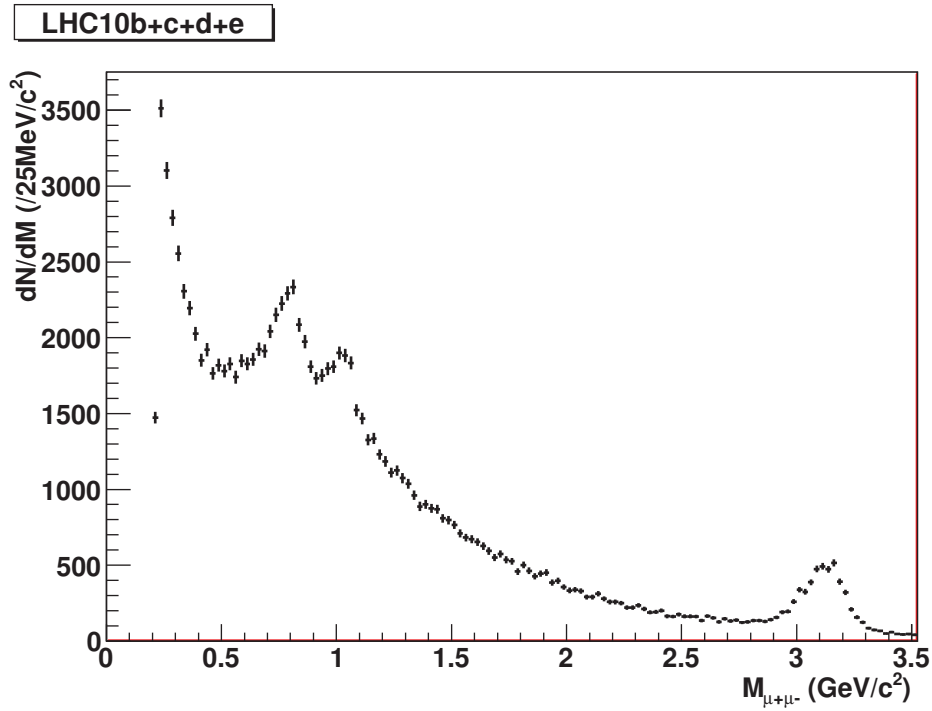


Figure 3.12 – Spectre en masse invariante dimuon pour les périodes b, c, d et e.

une partie de ces dimuons de même signe est produite de façon corrélée par la chaîne de désintégration des mésons B, mais aussi par les oscillations des mésons B^0 et \bar{B}^0 . La fraction de paires corrélées dans le lot complet de paires de même signe a été estimée grâce à la mesure du nombre de paires de dimuons de signes opposés provenant du charme ouvert et à partir des mesures effectuées par LHCb [100][101]. Cette contribution est inférieure à 0.5% et a été négligée. Établissons l'expression du nombre de paires fortuites de signes opposés à partir du nombre de paires de même signe. Pour cela on définira les notations suivantes :

- N^{++} , N^{--} et N^{+-} sont les nombres de paires fortuites de dimuons $\mu^+\mu^+$, $\mu^-\mu^-$ et $\mu^+\mu^-$ respectivement, dans un ensemble de N_0 événements ;
- N_m^+ (N_m^-) correspond au nombre de mésons (essentiellement pions et kaons) chargés positivement (négativement) qui vont se désintégrer avec une probabilité $P(N_m^+)$ ($P(N_m^-)$) en un muon μ^+ (μ^-) respectivement ;
- A^{++} (A^{--} et A^{+-}) sont les acceptances des paires de dimuons $\mu^+\mu^+$ ($\mu^-\mu^-$ et $\mu^+\mu^-$).

On peut ainsi exprimer les relations suivantes [102] :

$$N^{++} = N_0 \int A^{++} P(N_m^+) \frac{N_m^+(N_m^+ - 1)}{2} dN_m^+ = \frac{N_0}{2} (\langle N_m^{+2} \rangle - \langle N_m^+ \rangle^2) A^{++} \quad (3.1)$$

$$N^{--} = N_0 \int A^{--} P(N_m^-) \frac{N_m^-(N_m^- - 1)}{2} dN_m^- = \frac{N_0}{2} (\langle N_m^{-2} \rangle - \langle N_m^- \rangle^2) A^{--} \quad (3.2)$$

$$N^{+-} = N_0 \int \int A^{+-} P(N_m^+) P(N_m^-) N_m^+ N_m^- dN_m^+ dN_m^- = N_0 \langle N_m^+ \rangle \langle N_m^- \rangle A^{+-} \quad (3.3)$$

De plus les multiplicités de mésons obéissent à l'équation $\langle N \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ car elles suivent des distributions de Poisson. En combinant les 4 équations précédentes, on établit l'équation finale suivante :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} = 2 \times R \times \sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (3.4)$$

où le facteur R fait intervenir uniquement les acceptances des différentes paires de dimuons. Ce facteur R a été obtenu dans un premier temps à l'aide de simulations dans lesquelles le spectromètre répond de façon idéale au passage d'un muon. Dans ces conditions de simulation, on montre que sa valeur est proche de 1 dans la région en masse qui nous intéresse (figure 3.13 de gauche).

En toute rigueur il faut aussi séparer les différentes paires de même signe obtenues dans des configurations de champ magnétique différentes. Si l'on considère les différentes polarités de l'aimant L3 et du dipôle, la contribution totale au bruit de fond est obtenue en combinant les différentes configurations de champ magnétique possibles (dont les signes sont indiqués entre parenthèses). Dans le cadre de la prise de données 2010, on aura :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N_{(++)}^{++}N_{(++)}^{--}} + 2\sqrt{N_{(--) }^{++}N_{(--) }^{--}} \quad (3.5)$$

Cependant, aucune différence notable dans la forme du bruit reconstruit avec les paires de même signe dans la configuration (++) ou (- -) n'a été notée, comme le montre la figure 3.13 de droite qui représente le rapport du bruit combinatoire dans la configuration de champ (++) sur le bruit

combinatoire dans la configuration (- -). Ce rapport est constant avec la masse invariante du dimuon dans la zone en masse qui nous intéresse ($M_{\mu^+\mu^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$). L'ajustement par une valeur constante de ce rapport présente en effet un bon χ^2 et l'erreur sur la valeur de la constante est de l'ordre de 2%.

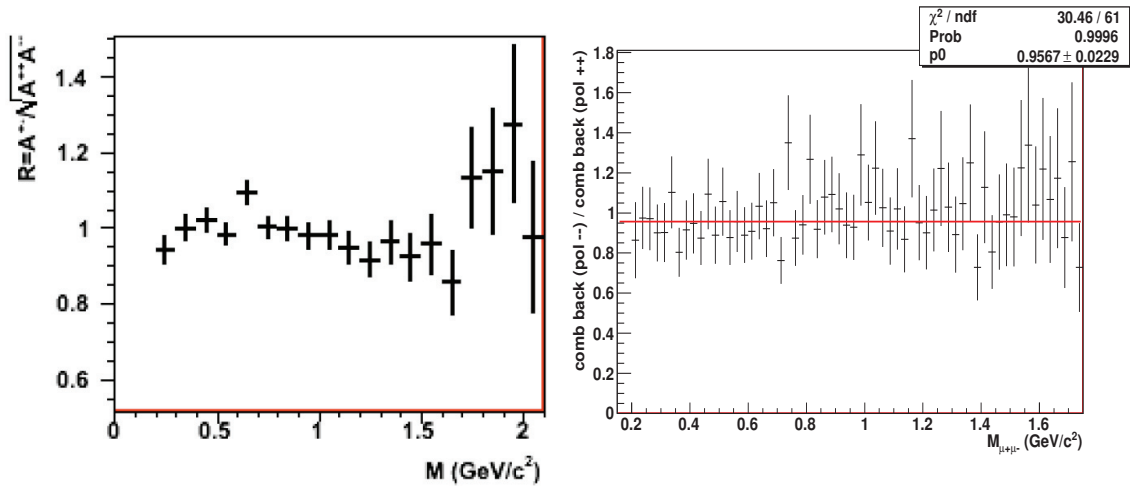


Figure 3.13 – Gauche : Evolution du facteur R en fonction de la masse dans le cas de simulations idéales [103]. Droite : rapport du bruit de fond combinatoire dans la configuration de champ (- -) sur le même fond combinatoire dans une configuration de polarité (++) .

3.4.2 Evaluation du bruit de fond combinatoire avec la méthode de mélange des événements ("event mixing")

La seconde méthode présentée ici est la méthode dite de mélange des événements. On va sélectionner les événements contenant uniquement un muon et dont le muon passe les mêmes coupures que celles utilisées pour reconstruire le spectre de données. On associe ensuite ce muon avec les muons de signes opposés des 1000 événements suivants (ces événements doivent aussi ne comporter qu'un seul muon), afin de construire des dimuons purement non corrélés. En effet, en sélectionnant les événements contenant uniquement un muon, on évite ainsi la sélection de muons provenant du signal. En choisissant de mélanger 1000 muons, on dispose ainsi d'une statistique importante de paires dimuons, tout en évitant de mélanger des événements avec des conditions de prises de données trop différentes. On ne mixe aussi que des muons qui ont été enregistrés avec des conditions de polarités dans L3 et le dipôle identiques. Lorsque des muons ont déjà été utilisés pour un premier mélange, il ne sont ensuite pas réutilisés afin de balayer l'ensemble des propriétés cinématiques des muons et éviter tout biais. La figure 3.14 représente les distributions en rapidité (gauche) et impulsion transverse (droite) des muons sélectionnés pour être mélangés aux autres muons. La distribution en angle azimuthal ϕ des muons sélectionnés à également été vérifiée.

En principe il ne faudrait mélanger que des événements ayant une coordonnée Z au vertex identique pour éliminer une possible dépendance en acceptance sur la position du vertex primaire d'interaction. Effectuer des lots de muons avec des tranches en Z au vertex de 2 cm n'a cependant montré aucune différence dans la forme du spectre mixé [104]. On peut également envisager

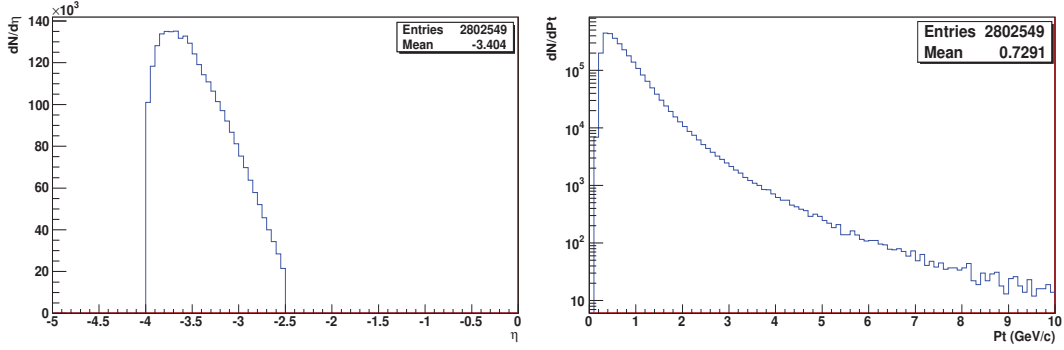


Figure 3.14 – Distributions en pseudo-rapacité (gauche) et en impulsion transverse (droite) des muons sélectionnés pour le mélange des événements.

de ne mélanger que des événements possédant une multiplicité similaire, en utilisant le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD comme estimateur de la multiplicité dans l'événement. L'influence de la sélection d'événements de même multiplicité sur la description du bruit combinatoire n'a pas encore été étudiée dans notre analyse.

Le point le plus délicat pour utiliser cette technique de mélange des événements reste de trouver une normalisation adaptée du spectre. Pour cela, on va utiliser l'intégrale du bruit de fond combinatoire reconstruit avec les paires de dimuons de même signe, telle que :

$$\int N_{mixé}^{+-} dM = \int 2\sqrt{N_{réel}^{++} N_{réel}^{--}} dM \quad (3.6)$$

où $N_{mixé}^{+-}$ est le nombre de dimuons de signes opposés reconstruits par mélange d'événements dans un intervalle en masse, et $N_{réel}^{++}$ ($N_{réel}^{--}$) le nombre de dimuons de même signe obtenus dans les données réelles pour le même intervalle en masse.

Afin de vérifier la validité de notre mélange d'événements, on reconstruira également les paires de dimuons mixés de même signe. En effet, les dimuons de même signe étant majoritairement non corrélés dans les données, les paires mixées sont supposées reproduire parfaitement la forme des paires réelles. Ce test de validité a été systématiquement réalisé tout au long de notre étude.

3.4.3 Comparaison des deux méthodes

On va ici comparer les différentes formes obtenues pour décrire le bruit de fond combinatoire dans notre spectre en masse. La figure 3.15 montre les formes du bruit de fond combinatoire obtenues avec la méthode des paires de même signe (en bleu) et avec la méthode de mélange des événements (en rouge). Le spectre en masse invariante des paires dimuons de signes opposés est représenté en noir. On remarque que les deux méthodes donnent une description différente du bruit de fond. On va chercher à comprendre d'où proviennent ces différences et quelle méthode donne une description la plus adaptée du bruit de fond non corrélé.

Pour cela, on va étudier le bruit de fond pour différents intervalles en impulsion transverse de la paire de muons. Le premier intervalle qui va nous intéresser est l'intervalle $0 < p_T < 1$ GeV/c. Dans la figure 3.16 de gauche, on note que le bruit de fond décrit par les paires de même signe (bleu) n'est pas adapté, puisque pour les masses inférieures à 0.6 GeV/ c^2 , le bruit de fond est plus élevé que le signal, conduisant à un signal négatif après soustraction, ce qui n'est pas correct. Dans la même figure, la forme obtenue avec le mélange d'événements (rouge) semble plus réaliste.

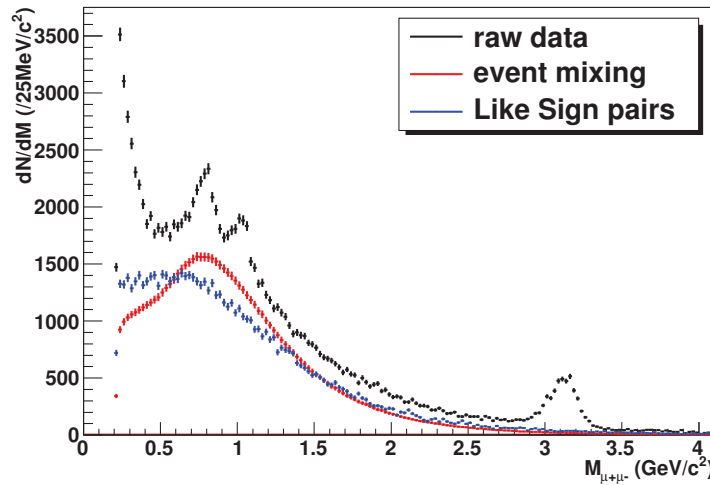


Figure 3.15 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir). La courbe rouge représente le bruit de fond combinatoire évalué avec la méthode de mélange des événements. La courbe bleue correspond à l’évaluation du bruit de fond combinatoire avec les paires de dimuons de même signe.

Cependant, lorsqu’on effectue notre test qui consiste à comparer le spectre de données de paires de même signe (dans l’exemple ici $\mu^- \mu^-$), au même spectre reconstruit avec des muons mixés, on voit que les deux distributions ont des allures très différentes (figure 3.16 de droite). Le bruit de fond combinatoire avec mélange d’événements ne décrira donc pas convenablement le bruit non corrélé des dimuons de signes opposés pour les impulsions inférieures à 1 GeV/c. Cette mauvaise description du bruit de fond à basse impulsion transverse est toujours en cours d’investigation.

Étudions maintenant trois autres intervalles en impulsion transverse ($1 < p_T < 2$ GeV/c, $2 < p_T < 3$ GeV/c, $p_T > 3$ GeV/c). L’accord entre les formes du bruit de fond combinatoire obtenues avec les deux méthodes différentes est bon (voir figure 3.17). Il n’y a plus de différences significatives dans les allures des deux courbes et le bruit de fond décrit par les paires de même signe n’est pas plus élevé que le signal. Le mélange des événements fonctionne bien dans les trois intervalles en impulsion transverse, comme le montre la figure 3.18 qui compare l’allure des paires de même signe réelles avec celles reconstruites par mélange d’événements, pour des dimuons $\mu^+ \mu^+$ (trois spectres du haut) et pour des dimuons $\mu^- \mu^-$ (trois spectres du bas). La figure 3.19 présente le rapport entre les paires de même signe réelles sur les paires reconstruites avec le mélange d’événements pour des impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c, et des masses inférieures à 1.5 GeV/c². La faible contribution venant de la beauté ouverte (0.5%) au spectre des données de dimuons de même signe à été soustraite. Ce rapport est plat en fonction de la masse, confirmant le fait que le mélange d’événements reproduit bien la forme des paires réelles. Il est cependant différent de 1 à 5% près, comme le montre l’ajustement réalisé. Cette différence a donc été prise en compte pour estimer les erreurs systématiques sur la soustraction du bruit de fond.

Le mélange d’événements donnant une bonne description du bruit de fond dans la gamme en masse $M < 1.5$ GeV/c² et pour des impulsions transverses $p_T > 1$ GeV/c, on choisira préférentiellement cette méthode puisqu’elle permet d’avoir de plus faibles fluctuations statistiques. En effet la statistique de dimuons disponible en mélangeant différents événements est quasiment infinie.

La différence entre les formes des bruits de fond combinatoires obtenues par les deux méthodes à basse impulsion a été cependant investiguée et est présentée dans le paragraphe suivant.

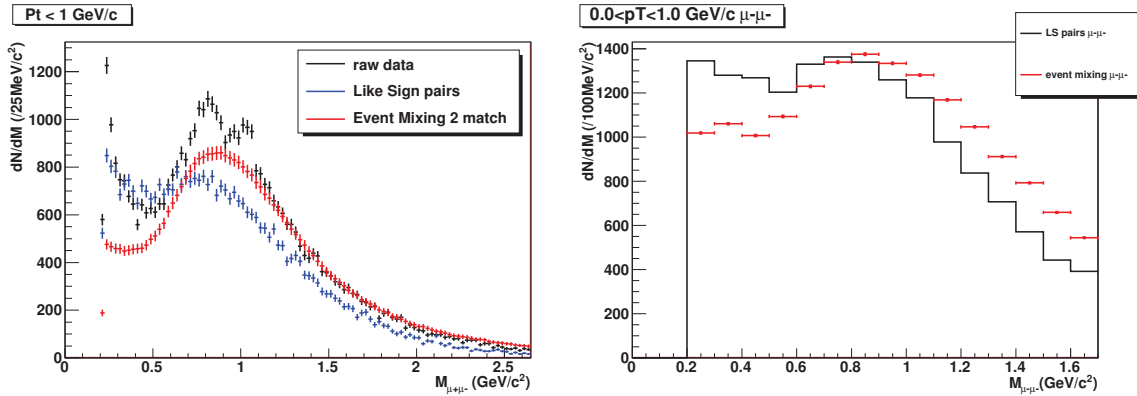


Figure 3.16 – Figure de gauche : spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir). Le bruit de fond combinatoire décrit par la méthode des paires de même signe est représenté en bleu et par le mélange d'événements en rouge. Figure de droite : comparaison des paires de dimuons de même signe $\mu^-\mu^-$ (noires) avec les paires de même signe obtenues par mélange d'événements (rouge).

3.4.4 Le facteur R

Les différences observées dans l'allure du bruit de fond combinatoire nous ont conduit à ré-évaluer le facteur R précédemment pris égal à un. On le rappelle ce facteur fait intervenir le rapport des acceptances des dimuons de signes opposés sur les acceptances des dimuons de même signe (voir équation 3.4). Il est le reflet de corrélations induites par les conditions de détection des muons. Dans les expériences NA38 et NA50, le facteur R était voisin de 1 grâce à la "coupure image" appliquée sur les données. Chaque événement n'était conservé que si chaque muon de la paire détectée aurait aussi été détecté si chacun des muons avait possédé une charge opposée. Cette coupure avait pour conséquence une forte réduction de la statistique. Une telle coupure n'existait pas dans l'expérience HELIOS-3 et le facteur R mesuré par l'expérience dévie clairement de la valeur un ($R = 1.57 \pm 0.10$ [105]). Etant donné qu'une coupure similaire à la coupure image n'existe pas dans notre analyse, on peut s'attendre à une déviation de la valeur 1 pour le facteur R . Ce facteur va être fonction des variables cinématiques du dimuon. Dans certaines parties de l'espace des phases, les acceptances des paires dimuons de signes opposés et de même signe peuvent être complètement différentes. Le rapport ne peut ainsi pas être approximé par une constante unique. C'est pourquoi on va étudier la dépendance en masse du facteur R . Pour cela, on va utiliser une simulation réaliste qui prend en compte les inefficacités de détection dans le déclencheur du spectromètre à muons, ainsi que les désalignements des chambres de trajectographie. On va simuler des muons prompts au point d'interaction possédant des spectres en impulsion transverse similaires à ceux de pions et kaons. Aucune résonance n'est simulée ici. Les spectres en masse invariante générés (courbe noire) et reconstruits dans le cas où aucun muon n'est associé avec une trace dans les chambres de déclenchement (courbe rouge), ou dans le cas où les deux muons sont associés (courbe bleue) sont reportés dans la figure 3.20 pour les dimuons de signes opposés (en haut à gauche) et pour les dimuons de même signe ($\mu^+\mu^+$ en haut à droite et $\mu^-\mu^-$ en bas à gauche). A partir de ces spectres en masses invariantes, on peut établir la valeur de l'acceptance (\times l'efficacité) pour les différentes paires de dimuons dans le cas où nos deux muons

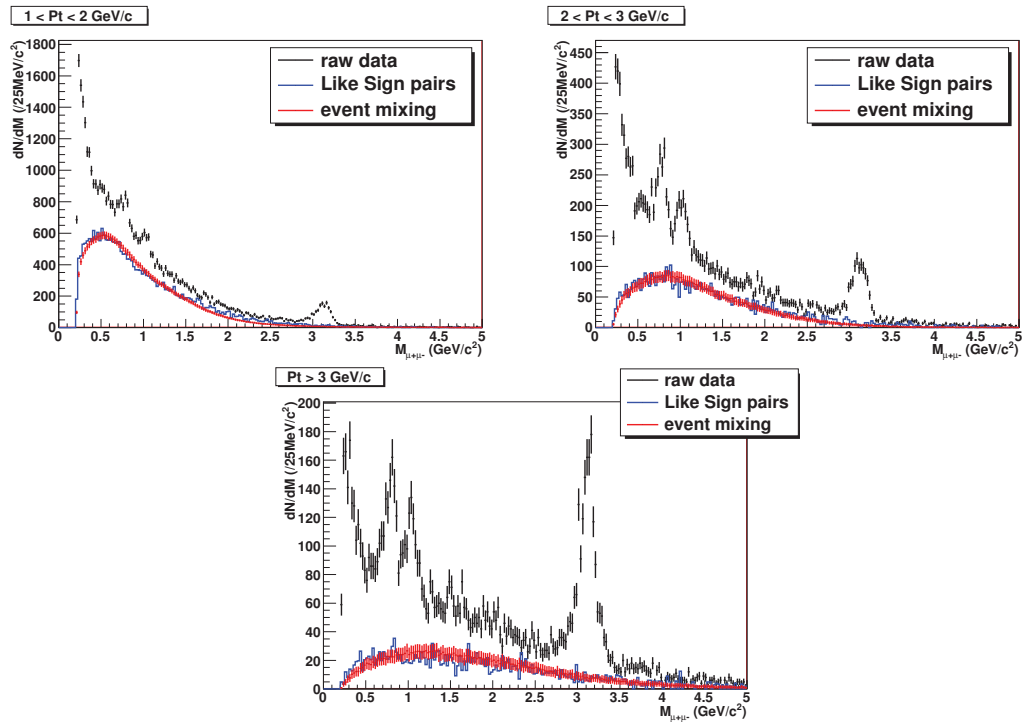


Figure 3.17 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir). Le bruit de fond combinatoire décrit par la méthode des paires de même signe est représenté en bleu, par le mélange d'événements en rouge. Gauche : pour une impulsion du dimuon telle que : $1 \text{ GeV/c} < p_T < 2 \text{ GeV/c}$. Droite : pour une impulsion du dimuon telle que : $2 \text{ GeV/c} < p_T < 3 \text{ GeV/c}$. Bas : pour une impulsion du dimuon telle que : $p_T > 3 \text{ GeV/c}$.

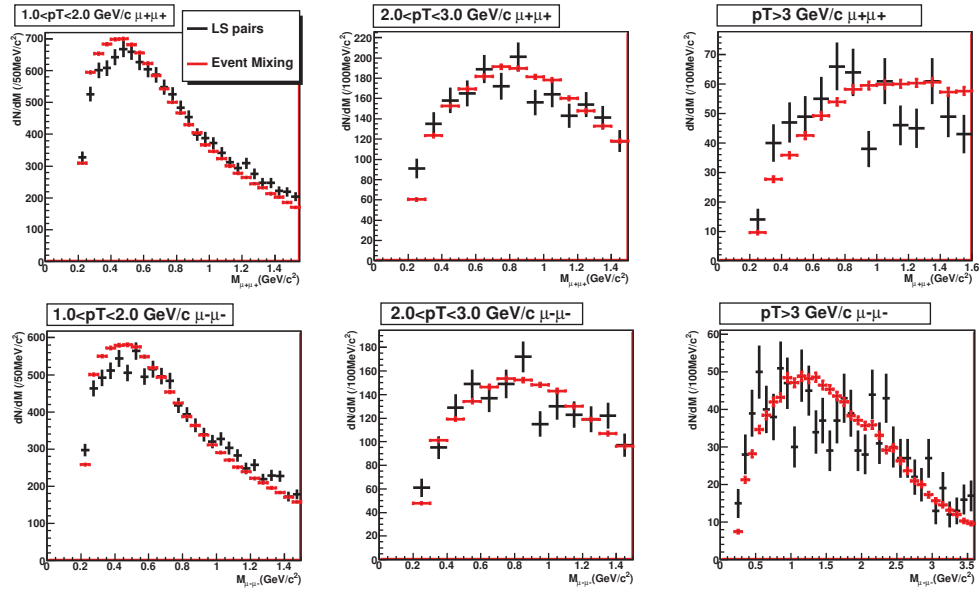


Figure 3.18 – Comparaison des spectres des dimuons de même signe réels (noir) avec les dimuons de même signe reconstruits par le mélange d’événements (rouge) pour trois tranches en impulsion transverse. Les spectres du haut correspondent aux dimuons $\mu^+\mu^+$ et les spectres du bas aux dimuons $\mu^-\mu^-$.

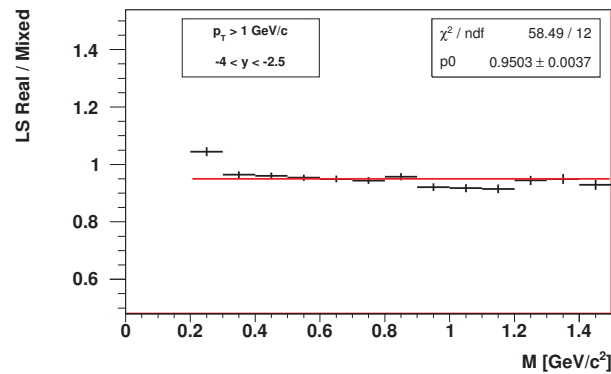


Figure 3.19 – Rapport entre les dimuons de même signe réels et les dimuons de même signe reconstruits par mélange d’événements, pour des impulsions transverses : $p_T > 1$ GeV/c.

sont associés avec une trace dans le déclencheur, comme le montre la figure 3.21. Ces courbes d'acceptance sont paramétrisées par la somme de deux exponentielles avec un polynôme de degré trois, afin de décrire l'évolution du facteur R en fonction de la masse invariante (figure 3.21 en bas à droite). La même opération a été réalisée pour les traces muons qui ne sont pas associées à une trace dans le déclencheur du spectromètre.

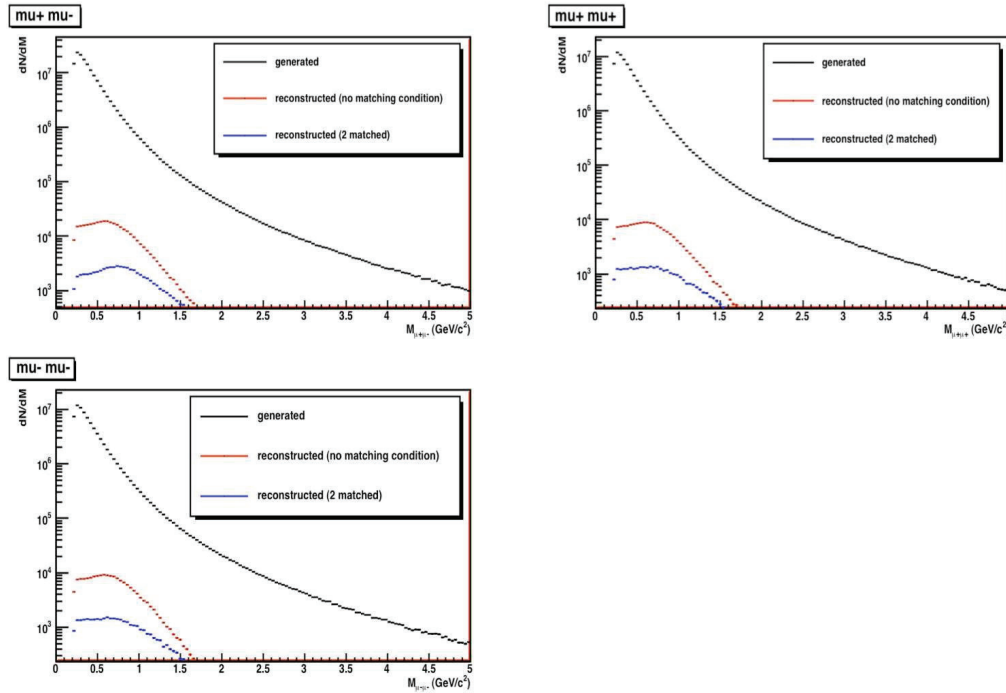


Figure 3.20 – Spectres en masse invariante générés (courbe noire) et reconstruits dans le cas où aucun muon n'est associé avec une trace dans les chambres de déclenchement (courbe rouge), ou dans le cas où les deux muons ont laissé une trace dans les chambres de déclenchement (courbe bleue) pour les dimuons de signes opposés (en haut à gauche) et pour les dimuons de même signe ($\mu^+\mu^+$ en haut à droite et $\mu^-\mu^-$ en bas à gauche).

La comparaison des valeurs du facteur R en fonction de la masse dans les deux cas de figures est réalisée dans la figure 3.22. On peut remarquer que lorsqu'aucune information du déclencheur n'est introduite, aucune corrélation n'est introduite puisque le facteur R reste voisin de 1 (points rouges). Cependant lorsque les informations apportées par le déclencheur sont utilisées, les deux muons mesurés présentent alors une forte corrélation. Le facteur R devient très inférieur à 1 pour des masses inférieures à $0.8 \text{ GeV}/c^2$. Avant de corriger notre bruit de fond obtenu avec les paires de même signe par ce facteur R , nous devons nous assurer que la simulation reproduit bien nos conditions expérimentales. Il existe pour cela un autre moyen de calculer le facteur R à l'aide des paires de muons mixées. En effet, une bonne estimation du facteur R peut être obtenue à l'aide de la formule :

$$R = \frac{N_{mixé}^{+-}}{2\sqrt{N_{mixé}^{++}N_{mixé}^{--}}} \quad (3.7)$$

La figure 3.23 du haut montre la comparaison entre les deux méthodes de calcul du facteur R , avec la simulation (noir) et avec le mélange d'événements (bleu). Les deux résultats sont en

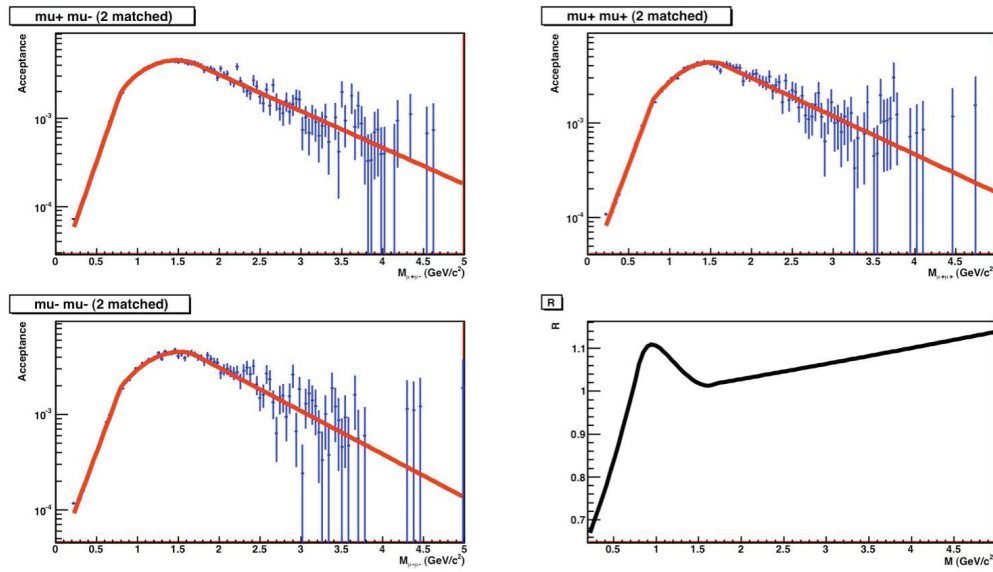


Figure 3.21 – Courbes d’acceptance (\times efficacité) pour les dimuons de signes opposés (en haut à gauche), pour les dimuons $\mu^+ \mu^+$ (en haut à droite), pour les dimuons $\mu^- \mu^-$ (en bas à gauche) dans le cas où les deux muons ont laissé une trace dans les chambres de déclenchement. La courbe en bas à droite correspond au calcul du facteur R .

accord à 5% près (figure 3.23 bas). Cette différence sera prise en compte dans l’estimation des systématiques liées à la soustraction du bruit de fond.

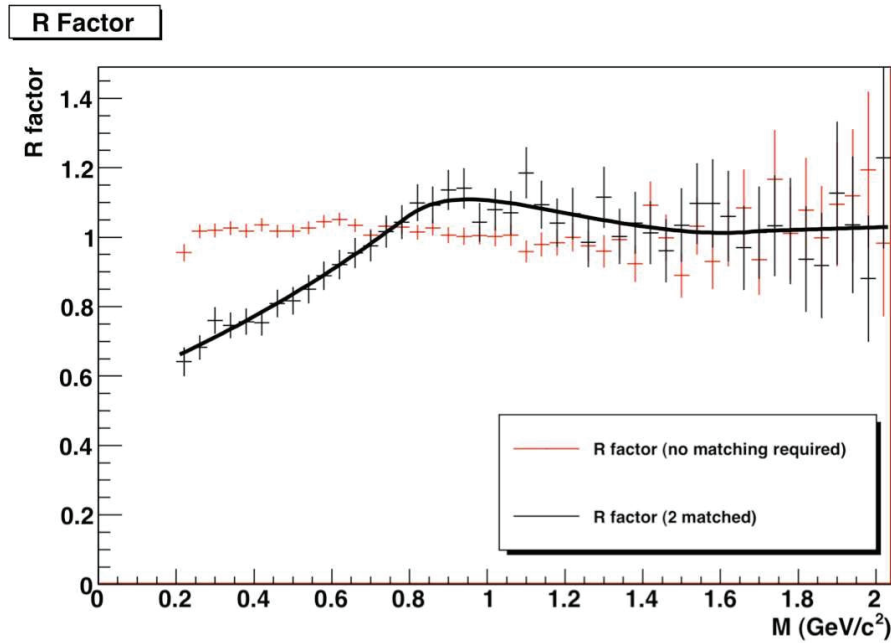


Figure 3.22 – Facteur R en fonction de la masse lorsqu’aucune condition d’association entre le trajectographe et le déclencheur n’est demandée au muon (en rouge) et lorsque les deux muons sont associés à deux traces dans le déclencheur (en noir). Aucune coupure n’est appliquée sur l’impulsion transverse du dimuon.

On va désormais corriger le bruit de fond combinatoire calculé précédemment avec les paires de même signe, avec ce facteur R . La comparaison du bruit de fond combinatoire avant (gauche) et après (droite) correction est montrée dans la figure 3.24 pour la période de données e intégrée sur toutes les impulsions. Le facteur R corrige la forme du bruit de fond estimé avec les paires de même signe (courbe rouge) dans la figure 3.24 de droite. Il est alors en meilleur accord avec la forme donnée par le mélange d'événements (courbe bleue). Il faut cependant noter qu'une ré-adaptation de la normalisation du bruit de fond obtenu avec mélange d'événements (prenant en compte la correction du facteur R pour décrire le bruit de fond combinatoire avec les paires de même signe) sera alors nécessaire (la courbe bleue étant systématiquement au dessus de la rouge).

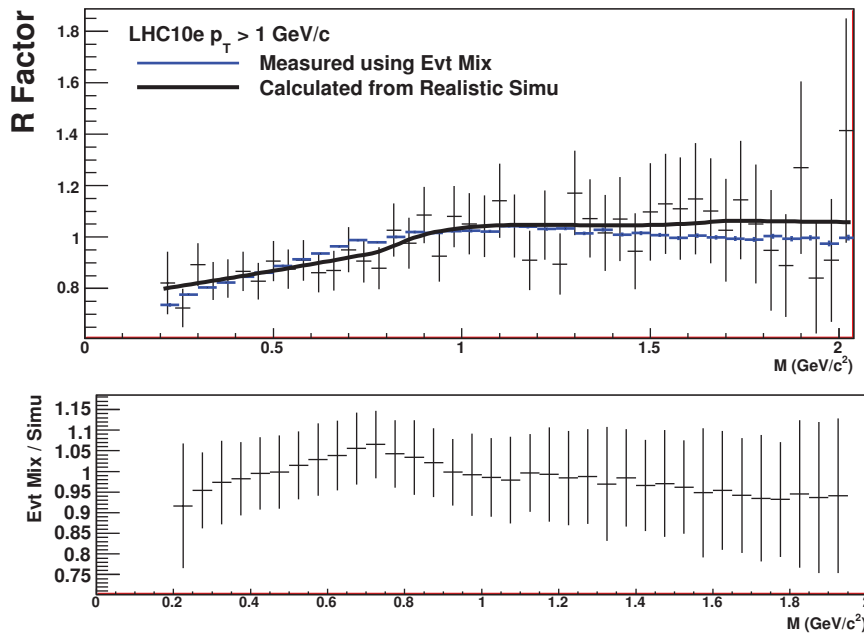


Figure 3.23 – Figure du haut : comparaison entre le calcul du facteur R obtenu en simulation (noir) et obtenu avec le mélange d'événements (bleu) pour les dimuons avec une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c. Figure du bas : rapport du facteur R obtenu par mélange d'événements sur le facteur R obtenu à partir des simulations.

La valeur du facteur R est aussi dépendante de l'impulsion. La correction apportée par le facteur R pour des impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c est assez faible (en effet la description du bruit combinatoire avec mélange d'événements ou avec les paires de même signe donnait déjà des résultats similaires). La normalisation de la contribution du mélange d'événements a cependant été corrigée pour l'extraction des résultats finaux, de telle sorte que :

$$\int N_{mix}^{+-} dM = \int 2R \sqrt{N_{réel}^{++} N_{réel}^{--}} dM \quad (3.8)$$

3.5 Fonctions d'ajustement et extraction du nombre de ρ , ω et ϕ

Le bruit de fond étant maintenant sous contrôle pour les masses inférieures à 1.5 GeV/c² et les impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c, on va se concentrer sur l'extraction du signal. Pour l'ajustement de chaque résonance, on va utiliser une fonction de densité de probabilité gaussienne

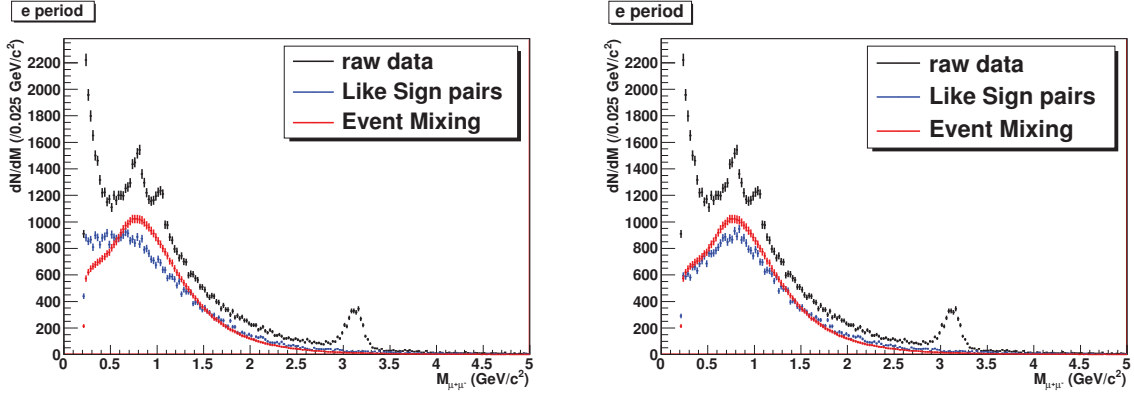


Figure 3.24 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés intégré en impulsion transverse (noir). Le bruit de fond combinatoire évalué avec les paires de même signe est représenté en rouge. Le spectre du bruit combinatoire obtenu avec le mélange d'événements est en bleu. A gauche : la correction du facteur R au bruit de fond combinatoire des paires de même signe n'est pas appliquée. A droite : la correction du facteur R est appliquée.

[106] telle que :

$$\frac{dN_{res}}{dM} = A \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right) \quad \text{avec} \quad t = \frac{(M - M_0)}{\sigma(M)_{res}} \quad (3.9)$$

avec σ_{res} la résolution dépendante de la masse qui permet de bien reproduire les queues asymétriques des distributions, et définie par :

$$\sigma(M)_{res} = \begin{cases} \sigma_1 + b_1(c_1 M_0 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_0 - M}} & \text{pour} & M \leq c_1 M_0 \\ \sigma_1 & \text{pour} & c_1 M_0 < M \leq M_0 \\ \sigma_2 & \text{pour} & M_0 < M \leq c_2 M_0 \\ \sigma_2 + b_2(M - c_2 M_0)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_0}} & \text{pour} & M > c_2 M_0 \end{cases} \quad (3.10)$$

où c_1 et c_2 ont été fixés à 1 et σ_1 à la valeur de σ_2 , afin de réduire le nombre de paramètres. L'expression se ré-écrit alors :

$$\sigma(M)_{res} = \begin{cases} \sigma + b_1(M_0 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{M_0 - M}} & \text{pour} & M < M_0 \\ \sigma + b_2(M - M_0)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - M_0}} & \text{pour} & M \geq M_0 \end{cases} \quad (3.11)$$

La statistique disponible actuellement ne permet pas de laisser les 8 paramètres de l'ajustement libres. 7 des paramètres de l'ajustement ont donc été fixés pour chaque résonance à partir de la simulation de 3 millions d'événements pp (PDC09-MUON) à 10 TeV [107]. La valeur de la masse M_0 de la résonance est laissée libre. Les valeurs fixées des différents paramètres pour chaque résonance sont reportées dans le tableau 3.5.

Le bruit de fond provenant du charme ouvert et de la beauté ouverte a été ajusté avec la fonction :

$$\frac{dN_{bruit}}{dM} = \begin{cases} A \cdot (1 + a_1 M + b_1 M^2 + c_1 M^3) & \text{pour} & M < M_1 \\ A' \cdot (1 + aM + bM^2 + cM^3) & \text{pour} & M_1 \leq M < M_0 \\ A'' \cdot \exp(-kM) & \text{pour} & M \geq M_0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Résonance	ρ	ω	ϕ
σ_1	0.09495	0.0489	0.04922
σ_2	0.09495	0.0489	0.04922
b_1	0.001444	0.03216	0.3107
b_2	0.001463	0.06426	0.007116
d_1	4.598	3.918	2.075
d_2	4.63	3.093	4.374
g_1	13.4	9.783	0.4054
g_2	13.81	4.599	10.37
c_1	1.	1.	1.
c_2	1.	1.	1.

Tableau 3.5 – Valeurs des paramètres utilisés pour l’ajustement des résonances du spectre en masse invariante [107].

La fonction possède 8 paramètres : a , b , c , a_1 , b_1 , c_1 , M_0 et M_1 . Les valeurs de A , A' , A'' et k sont dépendantes des autres paramètres et sont choisies afin de lisser la fonction aux points de transition. Là encore, la statistique n’est pas suffisante pour laisser tous ces paramètres libres. Ils ont donc été fixés à l’aide de simulations à 7 TeV avec le générateur AliGenCorrHF qui consiste en une paramétrisation de PYTHIA et qui permet de simuler les composantes de charme ouvert et de beauté ouverte. Les valeurs fixées des paramètres d’ajustement sont regroupées dans le tableau 3.6.

	charme ouvert	beauté ouverte
a	-4.4746	-2.6885
b	3.38	1.3224
c	-0.73686	-0.21318
a_1	-64.202	-82.048
b_1	81.348	69.819
c_1	-39.377	-28.682
M_0	1.6140	2.9725
M_1	0.7125	0.93881

Tableau 3.6 – Valeurs des paramètres utilisés pour l’ajustement du charme ouvert et de la beauté ouverte.

Le spectre en masse invariante reconstruit pour une luminosité $L_{int} = 59 \text{ nb}^{-1}$ est présenté dans la figure 3.25, après soustraction effectuée avec le mélange d’événements comme décrit précédemment. Le spectre en masse invariante est ajusté dans une gamme en masse comprise entre 0.65 et 1.8 GeV/ c^2 . En dessous de 0.65 GeV/ c^2 la contribution au spectre en masse du ω Dalitz n’est plus négligeable et n’est pas prise actuellement en compte dans notre ajustement. Il n’est ensuite pas utile d’aller au-delà de 1.8 GeV/ c^2 car les formes des contributions du charme ouvert et de la beauté ouverte ont déjà été contraintes à l’aide de simulations. Les paramètres libres de l’ajustement sont le nombre de ϕ (N_ϕ), le nombre de $\rho + \omega$ ($N_{\rho+\omega}$) et la normalisation du charme ouvert. On a cependant fixé le rapport $\frac{N_\rho}{N_\omega}$ de telle sorte que le rapport des sections efficaces σ_ρ sur σ_ω soit égal à l’unité, tel que prédit par différentes paramétrisations de PYTHIA et de PHOJET. En corrigeant cette section efficace des rapports de branchement dans le canal

dimuon⁴, on obtient un rapport $N_\rho/N_\omega = 0.62$. La section efficace de production du charme dans tout l'espace des phases a été prise égale à $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}X) = 6.10 \pm 0.93$ mb [108], et la section efficace pour la production de beauté $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X) = 284 \pm 20 \pm 49$ μ b [100], d'après les mesures effectuées par LHCb. La norme du charme étant laissée libre, la contribution de la beauté a été fixée au rapport des sections efficaces précédentes corrigées des rapports de branchement dans le canal semi-muonique.

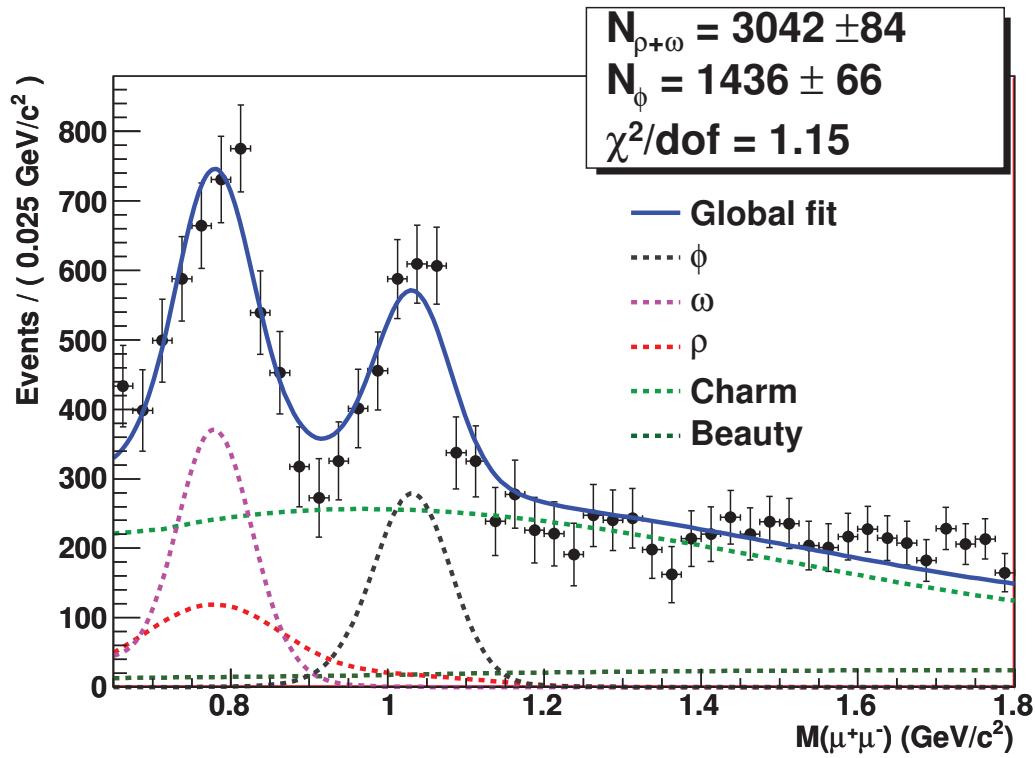


Figure 3.25 – Spectre en masse invariante dimuon après soustraction du bruit de fond non corrélé par la technique du mélange d'événements. L'ajustement du spectre est effectué avec les fonctions décrites précédemment.

On trouve après ajustement, une masse pour le ϕ de $M_0^\phi = 1.03 \pm 0.01$ GeV/c^2 , assez proche de la valeur nominale de la masse. Dans notre échantillon statistique, nous avons mesuré un nombre de ϕ tel que $N_\phi = 1436 \pm 66$ et un nombre de $\rho + \omega$ tel que $N_{\rho+\omega} = 3042 \pm 84$. Les fonctions pseudo-gaussiennes utilisées pour l'ajustement des résonances sont paramétrées avec une résolution dépendante de la masse. Afin d'extraire une résolution moyenne, on procède à un ajustement gaussien de la région centrale de la pseudo-gaussienne. Cela nous conduit à l'estimation d'une résolution pour le ϕ et le ω de l'ordre de 50 MeV en accord avec les simulations MONTE CARLO, et une résolution pour le ρ d'une centaine de MeV. On va ensuite pouvoir extraire le signal pour différents intervalles en impulsion transverse du dimuon.

4. La valeur du rapport de branchement du ω est en fait celle du canal diélectron connue avec une bien meilleure précision.

3.6 Spectres en impulsion transverse bruts

Regardons tout d'abord l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la masse pour trois différentes tranches en impulsion (figure 3.26). Ce rapport est faible (seulement 0.2) dans la zone en masse du ω pour la tranche en p_T comprise entre 0 et 1 GeV/c (figure 3.26 gauche), là où la description du bruit n'est pas encore sous contrôle. Pour les autres tranches en p_T , le bruit de fond est bien décrit et le rapport signal sur bruit est supérieur à 2.5 dans la tranche $2 < p_T < 3$ GeV/c (figure 3.26 du bas). On limitera ainsi notre extraction du signal aux dimuons dont l'impulsion transverse de la paire est supérieure à 1 GeV/c. Les spectres en impulsion transverse du ϕ (figure 3.28 de gauche) et du $\rho + \omega$ (figure 3.28 de droite) ont été extraits grâce à l'ajustement du spectre en masse reconstruit pour des pas en impulsions transverses de 0.5 GeV/c (voir figure 3.27). La statistique du sous lot de données utilisé ici permet d'atteindre une impulsion transverse maximale de $p_T = 4$ GeV/c.

L'analyse a ensuite été étendue à l'ensemble de la statistique des périodes b, c, d, e et f rendant l'extraction du signal possible jusqu'à $p_T = 6$ GeV/c. L'ajustement des spectres en masse invariante a été réalisé à l'aide d'une autre méthode, qui consiste en l'ajustement d'histogrammes des différents processus contribuant dans la région des basses masses avec le générateur AliGenMUONLMR. Cette méthode est décrite dans les références [101][109][110]. La statistique des résultats qui vont suivre correspond donc à la luminosité intégrée de 85 nb^{-1} . Le nombre de dimuons de même signe et de signes opposés utilisés est reporté dans le tableau 3.7.

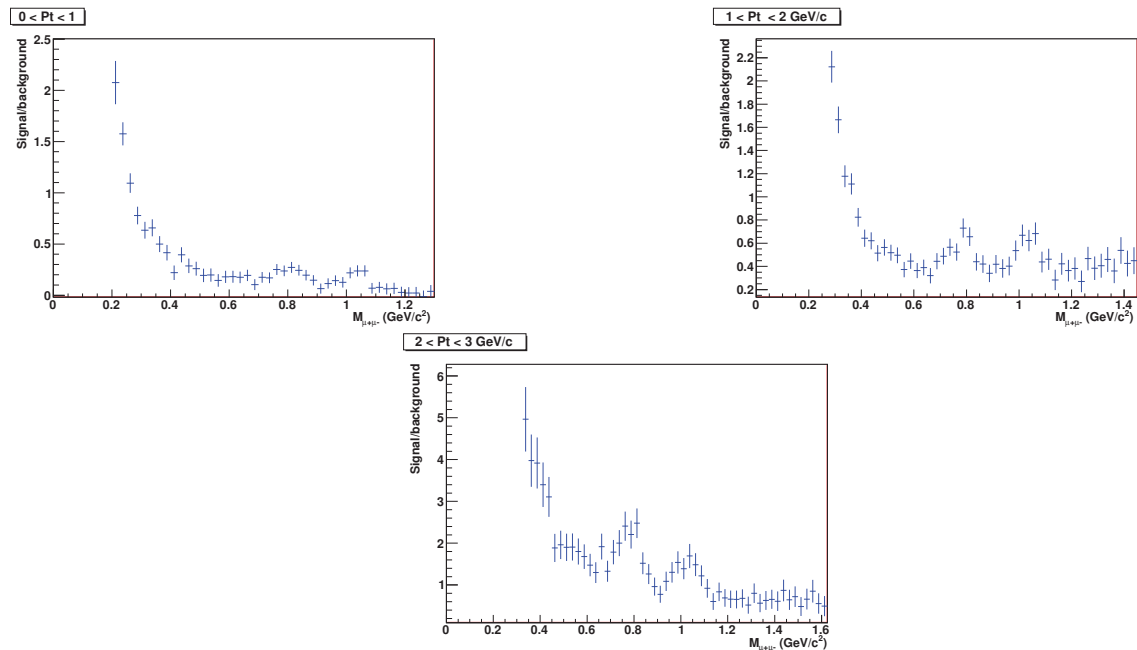


Figure 3.26 – Rapport signal sur bruit en fonction de la masse du dimuon pour trois tranches en impulsion transverse : $0 < p_T < 1$ GeV/c (gauche), $1 < p_T < 2$ GeV/c (droite) et $2 < p_T < 3$ GeV/c (bas).

Une fois nos spectres bruts extraits, des simulations réalistes ont été effectuées, afin de corriger nos spectres en impulsion transverse de l'acceptance et de l'efficacité.

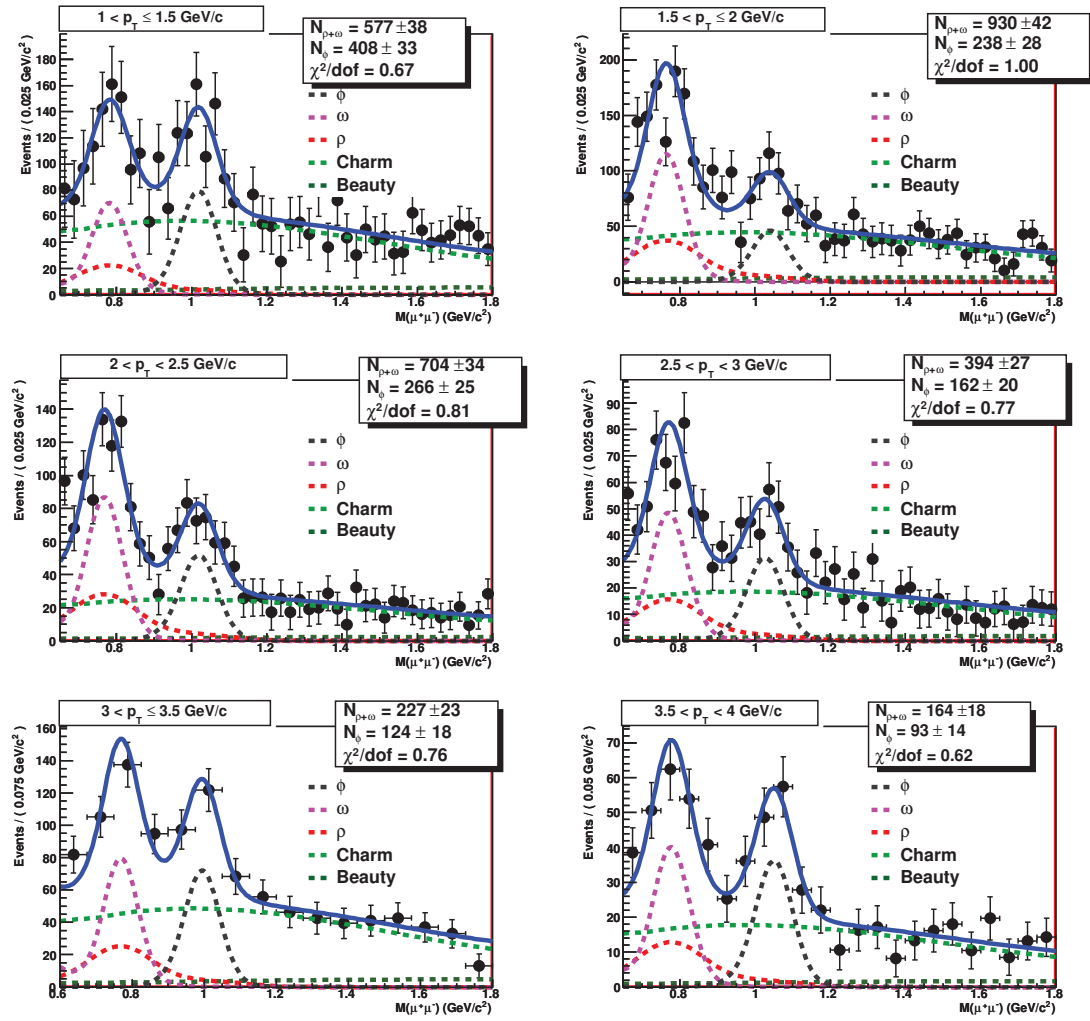


Figure 3.27 – Spectres en masse invariante dimuon après soustraction du bruit de fond non corrélé par la technique du mélange des événements, pour 6 tranches en impulsion transverse, de 1 à 4 GeV/c par pas de 0.5 GeV/c. Les masses des résonances, la normalisation du $\rho + \omega$, du ϕ et du charme ouvert sont les paramètres libres de l’ajustement.

Période : LHC10	b	c	d	e	f	Total
$(N_{\mu^+\mu^-}) \times 10^3$	1.6	8	41	86	154	290.6
$(N_{\mu^+\mu^+} + N_{\mu^-\mu^-}) \times 10^3$	1.2	4.8	28	52	112	198

Tableau 3.7 – Nombre de paires de muons dans le lot de données qui satisfont aux coupures de sélection et qui correspondent à l’intégralité du lot statistique utilisé pour l’extraction des résultats finaux.

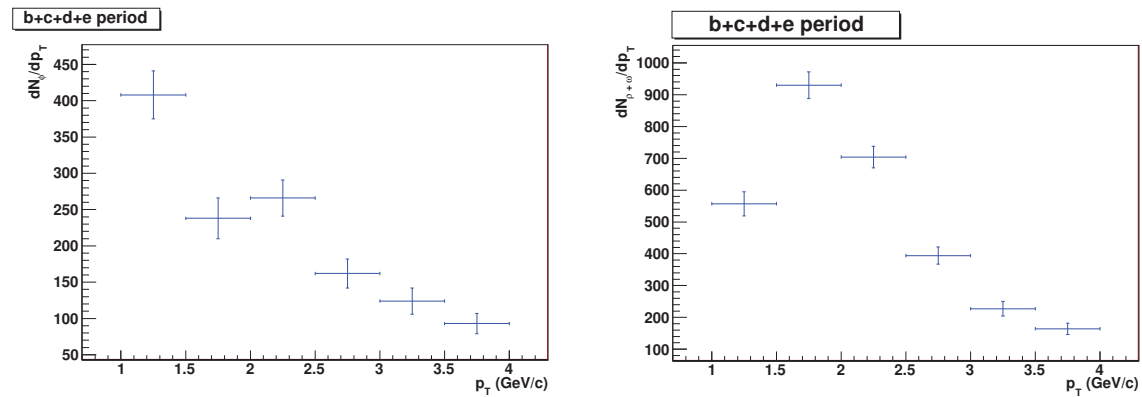


Figure 3.28 – Spectres en impulsion transverse bruts du ϕ et du $\rho + \omega$, pour les impulsions de la paire de muons supérieures à 1 GeV/c, pour la statistique des périodes b, c, d et e.

3.7 Une simulation réaliste pour l'extraction des corrections d'acceptance et d'efficacité

Avec le générateur AliGenMUONLMR tous les processus décrits dans la première section de ce chapitre et contribuant à la région des basses masses ont été simulés, hormis le charme ouvert et la beauté ouverte qui sont simulés avec un générateur indépendant (AliGenCorrHF voir annexe 4). On présentera ici les principales caractéristiques du générateur puis on extraira les corrections d'acceptance et d'efficacité nécessaires au traitement de nos données.

3.7.1 Le générateur AliGenMUONLMR

Le but de ce générateur est de remplacer PYTHIA pour la génération des basses masses. Ses principaux avantages sont les suivants [111] :

- il est facilement configurable à différentes énergies ;
- il est beaucoup plus rapide qu'une simulation effectuée avec PYTHIA ;
- chaque résonance peut être simulée indépendamment pour extraire des corrections d'acceptance et d'efficacité.

Certains effets ne sont cependant pas pris en compte dans cette simulation :

- il n'y a pas de corrélations entre particules à la génération ;
- les muons créés dans l'absorbeur ne sont pour l'instant pas simulés ;
- les hadrons qui arrivent jusqu'aux chambres de trajectographie ne sont pas considérés ;
- la génération des saveurs lourdes (charme ouvert, beauté ouverte) doit se faire avec un générateur additionnel.

Le générateur a été construit à partir de données ou de paramétrisations de PYTHIA à 7 TeV. On va lister ici les différentes entrées du générateur :

- Les distributions en multiplicité et en rapidité sont extraites à partir d'ajustements réalisés sur les distributions des π , K , η , ρ , ω et ϕ obtenues avec le générateur PYTHIA. La multiplicité de pions est ajustée par une triple gaussienne, les multiplicités des autres mésons par

des exponentielles. Les distributions en rapidité (figure 3.29) sont ajustées par les fonctions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dy} = \text{constante} & \text{pour } |y| \leq y_0 \\ \frac{dN}{dy} = \exp -\frac{1}{2} \frac{(|y|-y_0)^2}{\sigma_y^2} & \text{pour } |y| > y_0 \end{cases} \quad (3.13)$$

avec σ_y et y_0 des paramètres libres.

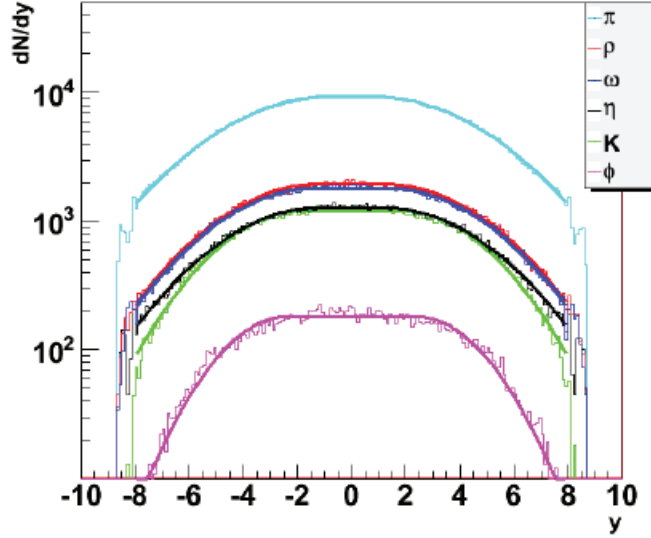


Figure 3.29 – Paramétrisation des distributions en rapidité des mésons π , K , η , ρ , ω et ϕ [111].

- Les distributions en impulsions transverses ont été paramétrées dans un premier temps à partir de PYTHIA, puis une fois les premières distributions en p_T obtenues dans les données pour le ρ , ω , et ϕ , un réajustement des distributions est effectué à partir de ces nouvelles informations, de façon itérative. Les données obtenues par ALICE dans le canal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ sont aussi utilisées pour paramétriser la distribution en impulsion transverse du η . Au final seul le η' reste une pure paramétrisation de PYTHIA.
- La forme du spectre en masse du ρ a été obtenue à partir de la paramétrisation suivante (déjà utilisée dans NA60) :

$$\frac{dR_{\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{dM} = \frac{\alpha^2 m_\rho^4}{3(2\pi)^4} \frac{(1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2})^{3/2} (1 - \frac{4m_\mu^2}{M^2})^{1/2} (1 + \frac{2m_\mu^2}{M^2})}{(M^2 - m_\rho^2)^2 + M^2 \Gamma^2} (2\pi M T)^{3/2} e^{-M/T} \quad (3.14)$$

- Le facteur de forme des désintégrations Dalitz est paramétrisé à partir de l'approximation aux pôles $F = (1 - \frac{M^2}{\Lambda^2})^{-1}$ où Λ^2 est extrait à partir des données en collisions In-In périphériques de NA60 [112] pour le η et le ω . Pour le η' , les résultats de l'expérience Lepton-G ont été utilisés [113].
- Enfin la distribution en angle polaire est prise plate pour les désintégrations à deux corps, alors que pour les désintégrations Dalitz on a utilisé la relation $1 + \cos^2(\theta)$.

3.7.2 Les corrections d'acceptance et d'efficacité

Le générateur AliGenMUONLMR a donc été utilisé pour extraire les courbes d'acceptance et efficacité pour les différents processus contribuant à la région des basses masses. Des simulations pour chaque période de prises de données ont été réalisées. Les périodes de données ont aussi été divisées en sous-périodes lorsque les conditions de prises de données ont changé à l'intérieur d'une même période (comme c'est le cas pour la période c où la période d par exemple). En simulations réalistes, les pertes d'efficacité des chambres de déclenchement sont simulées de façon moyennée pour une période, grâce au calcul de la probabilité qu'un certain élément de détection soit inefficace (classe AliMUONRejectList). La figure 3.30 gauche montre la courbe d'acceptance \times efficacité en fonction de l'impulsion transverse pour le ϕ pour les périodes de prises de données c2, d1, d2a, e, dans le cas où il n'est pas demandé explicitement aux muons d'être associés avec une trace dans le déclencheur. Dans ce cas, on remarque que toutes les périodes suivent globalement la même tendance au pourcent près. Le produit de l'acceptance et de l'efficacité varie de 7% entre les muons de bas p_T et de plus haut p_T . Sur la figure 3.30 de droite, l'inefficacité amenée par les chambres de déclenchement est clairement visible, notamment dans la période c2 (en noir) où la moitié d'une des chambres de déclenchement était manquante durant cette prise de données. Le produit de l'acceptance par l'efficacité est alors fortement réduit, en dessous des 0.1% à bas p_T . Etant donnée la statistique disponible dans chaque sous-période de prises de données, il n'est pas possible de corriger les spectres en impulsions transverses des résonances période par période, et on doit appliquer une correction d'acceptance et d'efficacité moyenne. La figure 3.31 présente les courbes d'acceptance \times efficacité pour tous les processus de la région des basses masses moyenné sur toutes les périodes et pour toutes les rapidités. Ces courbes ont été pondérées par la statistique de chaque période. Pour obtenir les valeurs correspondantes pour le ϕ dans la gamme en rapidité couverte par le spectromètre, il faut appliquer le facteur : $\frac{A_\phi(-4 < y < -2.5)}{A_\phi(\text{tout } y)} = 0.134$.

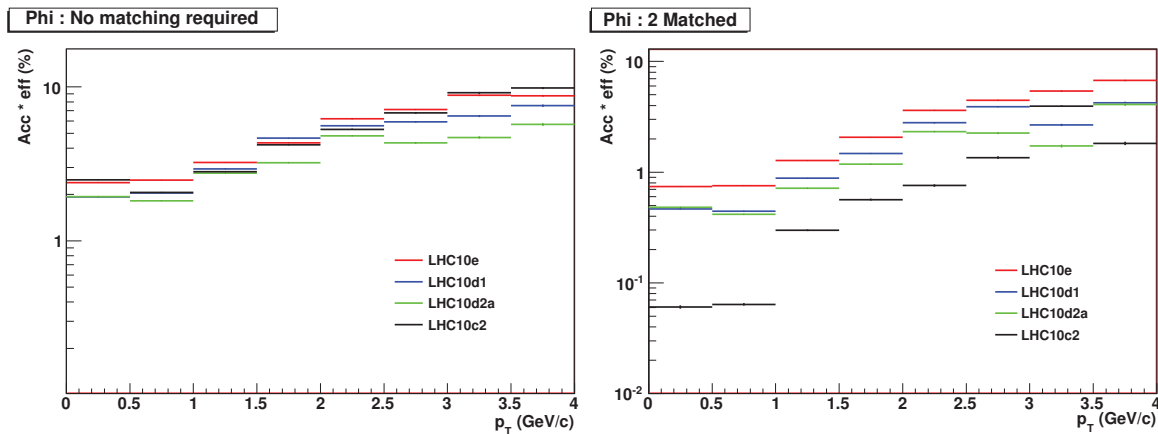


Figure 3.30 – Corrections d'acceptance et d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse pour le ϕ pour les périodes de données c2, d1, d2a et e dans le cas où il n'est pas demandé explicitement aux muons d'être associés avec une trace dans le déclencheur (à gauche), où les deux muons sont associés avec chacun une trace dans le déclencheur (à droite).

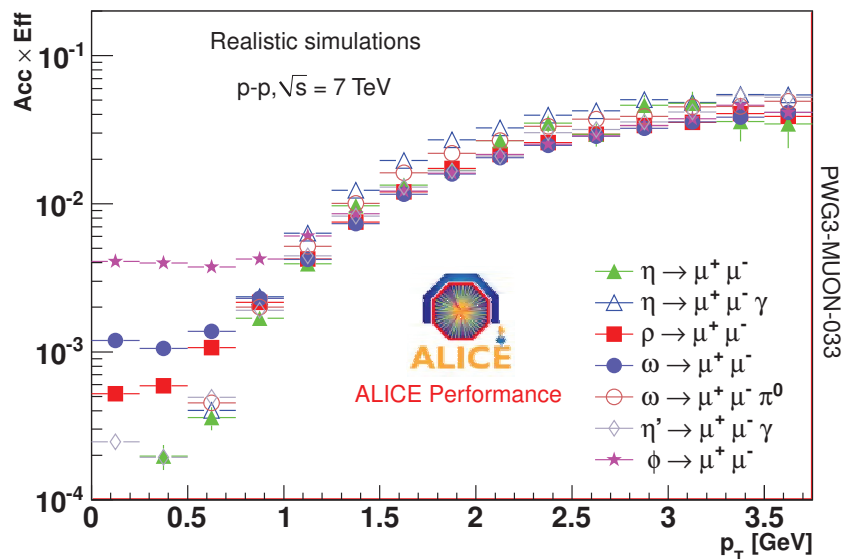


Figure 3.31 – Correction d’acceptance et d’efficacité moyennée sur toutes les périodes et pondérées par le nombre d’événements dans chaque période pour toutes les rapidités.

3.8 Résultats

Une fois ces corrections appliquées, on peut extraire les spectres en impulsion transverse du ϕ et du $\rho + \omega$ ainsi que le rapport correspondant. Les sections efficaces et sections efficaces différentielles du ϕ et ω ont aussi été extraites. Ces mesures, en plus de nous fournir des valeurs de référence pour la comparaison avec les collisions Pb-Pb, présentent un intérêt propre pour réajuster les générateurs MONTE CARLO, notamment notre générateur AliGenMUONLMR, dans des gammes en énergie jamais encore explorées avec un collisionneur.

3.8.1 Spectre en impulsion transverse

Les distributions en impulsion transverse du ϕ et du $\rho + \omega$ corrigées de l’acceptance et de l’efficacité pour les rapidités couvertes par le spectromètre sont données dans la figure 3.32 de gauche et de droite respectivement. Ces distributions sont ajustées par une loi en puissance :

$$\frac{dN}{dp_T} = N_0 \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_0}\right)^2\right)^n} \quad (3.15)$$

Les paramètres de l’ajustement sont reportées dans le tableau 3.8.

	$N_0 \times [10^5]$	$p_0 (GeV/c)$	n
$\rho + \omega$	13.0 ± 2.1	1.44 ± 0.09	3.2 ± 0.1
ϕ	7.5 ± 3.9	1.16 ± 0.23	2.7 ± 0.2

Tableau 3.8 – Valeurs des paramètres obtenus après ajustement des spectres en impulsion transverse du ϕ et $\rho + \omega$, grâce à la formule 3.15.

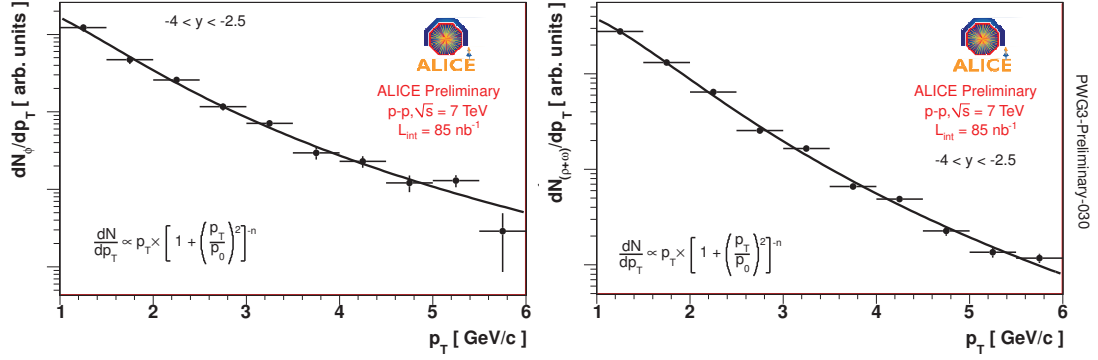


Figure 3.32 – Distributions en impulsion transverse du ϕ (gauche) et du $\rho + \omega$ (droite).

3.8.2 Rapport $\frac{N_\phi}{N_{\rho+\omega}}$

A partir des spectres en impulsion transverse précédents, il est aisé d’extraire le rapport du nombre de ϕ sur $\rho + \omega$ en fonction de l’impulsion transverse (voir figure 3.33). Le rapport est constant avec l’impulsion transverse et vaut 0.416 ± 0.032 (stat) ± 0.004 (syst). Cette valeur a été comparée avec PYTHIA configuré avec Perugia0 [114]. La valeur trouvée en simulation est de 0.31 à 7 TeV et bien inférieure à celle obtenue dans les données, permettant ainsi d’établir une nouvelle valeur de référence pour un réajustement du générateur MONTE CARLO.

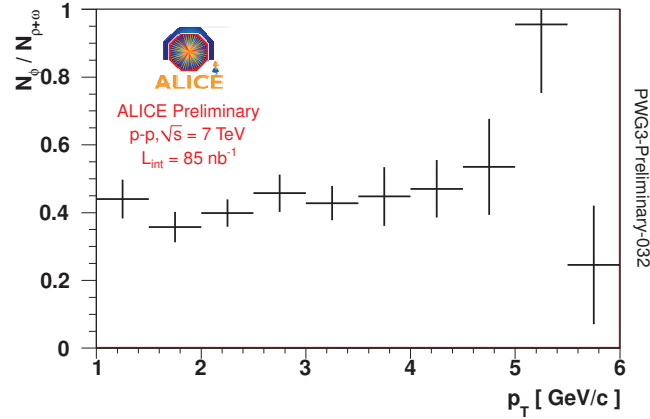


Figure 3.33 – Rapport N_ϕ sur $N_{\rho+\omega}$ en fonction de p_T .

3.8.3 Sections efficaces et sections efficaces différentielles

3.8.3.1 Section efficace totale de production du méson ϕ

Afin de calculer la section efficace de production du méson ϕ , deux informations primordiales sont requises : le déclencheur muon (CMUS1B), et le déclencheur de biais minimum (CINT1B) afin de pouvoir calculer la luminosité intégrée. Dans la période f, la plupart des runs de haute intensité ne possèdent pas l’information sur le déclencheur CINT1B, ils ont donc dû être retirés

de l'analyse. La section efficace a été mesurée sur un sous lot statistique correspondant à une luminosité intégrée $L_{int} = 55.7 \text{ nb}^{-1}$ et cela correspond à un intervalle en impulsion transverse réduit à $1 < p_T < 5 \text{ GeV/c}$ pour une rapidité qui est celle du spectromètre ($2.5 < y < 4$). La section efficace s'obtient à partir du calcul suivant :

$$\sigma_\phi = \frac{N_\phi \sigma_{MB} N_\mu^{MB}}{A_\phi \epsilon_\phi BR(\phi \rightarrow l^+ l^-) N_{MB} N_\mu^{\mu-MB}} \quad (3.16)$$

où N_ϕ est le nombre de mésons ϕ mesurés, A_ϕ et ϵ_ϕ correspondent à l'acceptance géométrique et à l'efficacité. Le rapport de branchement du ϕ en deux leptons est calculé comme la moyenne pondérée du rapport de branchement dans le canal diélectron et dans le canal dimuon. On obtient $BR(\phi \rightarrow l^+ l^-) = (2.95 \pm 0.03) \times 10^{-4}$. N_{MB} est le nombre de collisions de biais minimum (corrigé du taux d'empilement des événements), σ_{MB} est la section efficace de biais minimum de ALICE à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $N_\mu^{MB}/N_\mu^{\mu-MB}$ est le rapport entre le nombre de muons simples (collectés avec le déclencheur CINT1B) et le nombre de muons simples (collectés avec le déclencheur CMUS1B), pour une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c et une rapidité telle que $2.5 < y < 4$. La section efficace de biais minimum dans ALICE est mesurée grâce à la section efficace donnée par le détecteur VZERO lorsqu'un signal est détecté dans ses deux disques [115] lors d'un scan Van der Meer [116]. La luminosité intégrée est déterminée en comptant le nombre d'événements de biais minimum run par run, en appliquant un facteur de correction pour prendre en compte le taux d'empilement différent de l'unité⁵. Grâce à la fraction σ_{V0}/σ_{MB} qui correspond à la fraction d'événements collectés avec le déclencheur de niveau zéro et détectés par les deux VZERO estimée à 87%, la section de biais minimum dans ALICE a été trouvée égale à $\sigma_{MB} = 62.3 \pm 0.4(stat) \pm 4.3(syst) \text{ mb}$.

La section efficace du ϕ a été extraite en utilisant deux méthodes distinctes :

- Une analyse différentielle : le nombre de ϕ est obtenu par ajustement du spectre en masse invariante pour chaque intervalle en p_T par pas de 0.5 GeV/c . Les corrections d'acceptance et d'efficacité sont appliquées pour l'intervalle en p_T correspondant. Ces résultats sont ensuite sommés pour obtenir le nombre total de mésons ϕ tel que :

$$N_\phi = \sum_{p_T \text{ bins}} \frac{N_{\phi rec}(p_T^{bin})}{Acc \times \epsilon_{rec}(p_T^{bin})} \quad (3.17)$$

Cette méthode permet de bien rendre compte du fait que l'acceptance \times efficacité n'est pas plate avec l'impulsion. Une valeur de section efficace a été extraite pour chaque période (figure 3.34 droite) puis ces valeurs ont été combinées pour obtenir la valeur de la section efficace : $\sigma_\phi = 0.940 \pm 0.084 (stat) \text{ mb}$.

- Une analyse intégrée sur tous les bins en p_T . Pour cela, une acceptance moyenne sur toute la fenêtre en p_T a été calculée pour chaque période (voir tableau 3.9). À l'aide des chiffres reportés dans le tableau 3.9, la section efficace est calculée pour chaque période et pour la somme des périodes (voir figure 3.34 gauche). La valeur de la section efficace obtenue par cette méthode est de : $\sigma_\phi = 0.910 \pm 0.062 (stat) \text{ mb}$.

5. La luminosité délivrée par le LHC pour ALICE a varié entre 0.6×10^{29} et $1.2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ durant toutes les périodes de prises de données en 2010 et le taux d'empilement correspondant est resté inférieur à 5% [117] en moyenne.

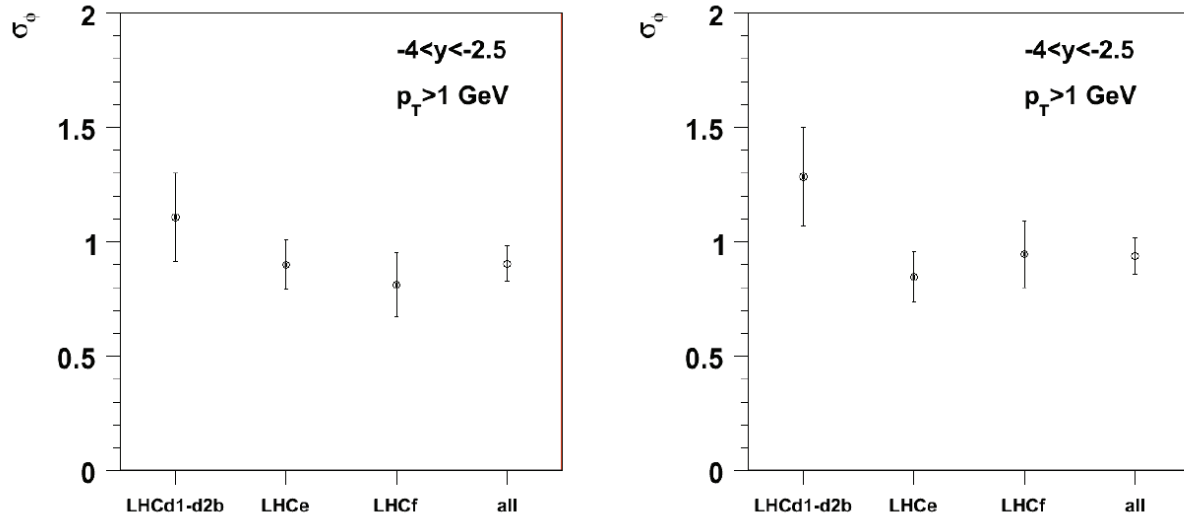


Figure 3.34 – Gauche : section efficace σ_ϕ en fonction des différentes périodes pour l’analyse intégrée sur les impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c. Droite : section efficace σ_ϕ en fonction des différentes périodes pour l’analyse différentielle, pour les impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c [101].

Périodes	d1-d2b	e	f
$N_{\phi rec}$	427 ± 58	926 ± 86	520 ± 69
$\langle Acc \times \epsilon \rangle$	0.097	0.133	0.117
$L (nb^{-1})$	13.29	26.2	16.2

Tableau 3.9 – Nombre de ϕ reconstruits, moyenne de l’acceptance \times efficacité et luminosité intégrée pour les périodes d1-d2b, e et f [101].

La compatibilité des deux résultats a été vérifiée avec le critère de Barlow [118]. La différence entre les deux mesures vaut $\Delta = 0.030$ et l'erreur sur la différence vaut $\delta_\Delta = \sqrt{(0.084^2 - 0.062^2)} = 0.057$ ce qui fait que les deux résultats sont compatibles à un sigma. Il faut maintenant identifier les différentes sources d'erreurs systématiques et les évaluer.

3.8.3.2 Erreurs Systématiques

Différentes sources d'erreurs systématiques ont été considérées ⁶ :

- Les erreurs systématiques sur les efficacités des chambres de déclenchement ont été estimées pour l'analyse J/ψ en comparant les résultats dans le cas où seulement un des muons est associé à une trace dans les chambres de déclenchement, avec les résultats où les deux muons sont associés. Une telle estimation n'est pas possible avec le ϕ à cause du trop important bruit de fond, si l'on ne considère qu'un seul muon associé. L'erreur systématique ici est de 4%.
- L'erreur systématique sur l'efficacité des chambres de trajectographie est de 3% pour les périodes considérées.
- L'erreur sur le rapport $N_\mu^{MB}/N_\mu^{\mu-MB}$ conduit à une erreur systématique de 3%.

Ces trois premières erreurs systématiques sont communes à toutes les analyses dimuons et sont discutées dans le papier sur l'analyse J/ψ à $\sqrt{s} = 7$ TeV [94].

- La soustraction du bruit de fond : une erreur de $\pm 5\%$ sur la normalisation du bruit de fond a été considérée et entraîne une variation de la section efficace de 2%.
- L'erreur sur le rapport de branchement du ϕ en deux leptons conduit à une erreur systématique de 1%.
- L'erreur systématique prépondérante provient de l'erreur sur la mesure de la section efficace de biais minimum dans ALICE, estimée à 7% et corrélée pour chaque intervalle en p_T .
- Pour l'analyse intégrée, une source d'erreur supplémentaire est amenée par la forme des distributions en p_T utilisées lors de la génération MONTE CARLO pour les calculs d'acceptance et d'efficacité. Elle s'élève à hauteur de 2%. L'analyse différentielle est peu sensible à cet effet.

En sommant ces erreurs quadratiquement, on obtient finalement : $\sigma_\phi = 0.910 \pm 0.062(stat) \pm 0.096(syst)$ mb pour l'analyse intégrée sur les impulsions et $\sigma_\phi = 0.940 \pm 0.084(stat) \pm 0.095(syst)$ mb pour l'analyse différentielle.

6. On note l'absence dans la liste des erreurs systématiques, de l'erreur liée à l'extraction du signal, une seule méthode d'extraction du nombre de ϕ étant utilisée actuellement (technique des histogrammes). La méthode d'ajustement décrite dans cette thèse pourra être utilisée pour la détermination de cette contribution. L'étude de la section efficace du ϕ pour plusieurs intervalles en rapidité n'a également pas encore été réalisée.

3.8.3.3 Section efficace différentielle du ϕ

La section efficace différentielle du ϕ s'obtient à partir de la distribution en impulsion transverse dN/dp_T extraite avec la statistique globale, en la normalisant à la section efficace intégrée. Les erreurs statistiques seront ainsi moins importantes. La section efficace différentielle $d^2\sigma_\phi/dp_T dy$ est représentée dans la figure 3.35. Les erreurs systématiques corrélées proviennent de deux sources : l'erreur sur la section efficace du ϕ et l'erreur sur la détermination de la luminosité, qui conduisent à une erreur systématique corrélée de 5% et 8% respectivement. Après sommation en quadrature, l'erreur totale corrélée représentée par la bande bleue sur la figure 3.35 contribue à hauteur de 9%. Les erreurs systématiques non corrélées sont représentées en rouge, point par point. Un ajustement de la distribution a été réalisé en utilisant une loi de puissance identique à celle déjà utilisée précédemment pour l'ajustement des distributions dN/dp_T (équation 3.15). Les paramètres obtenus sont les suivants : $p_0 = 1.16 \pm 0.23$ GeV/c, et $n = 2.7 \pm 0.2$.

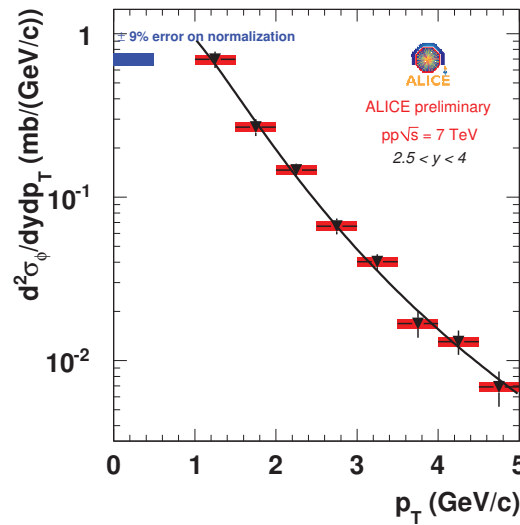


Figure 3.35 – Section efficace différentielle du ϕ en fonction de p_T pour les rapidités $2.5 < y < 4$. Les erreurs systématiques non corrélées sont indiquées point par point en rouge. Les erreurs systématiques corrélées (à hauteur de 9%) sont indiquées en bleu séparément [101].

La section efficace différentielle mesurée en dimuons a ensuite été comparée avec les résultats obtenus par LHCb (cercles vides) et par ALICE (cercles pleins) dans le tonneau central dans le canal de désintégration en kaons (voir figure 3.36). L'expérience LHCb a effectué la mesure dans une fenêtre cinématique voisine de celle utilisée dans ALICE, facilitant ainsi les comparaisons. La section efficace inclusive du ϕ à $\sqrt{s} = 7$ TeV a été mesurée pour une impulsion transverse p_T supérieure à 0.8 GeV/c et pour une gamme en rapidité $2.44 < y < 4.06$ [119]. La valeur de la section efficace mesurée par LHCb est de $\sigma_\phi = 1.493 \pm 0.012$ (stat) ± 0.012 (uncorr syst) ± 0.209 (corr syst) mb. L'extrapolation de la valeur telle que p_T soit supérieur à 1 GeV/c s'effectue en enlevant le premier intervalle en p_T (entre 0.8 et 1 GeV/c). L'extrapolation à la fenêtre en rapidité couverte par ALICE effectuée grâce à PYTHIA conduit à une nouvelle valeur de section efficace telle que $\sigma_\phi = 1.07 \pm 0.15$ (erreur totale). On note une différence à hauteur de 14% entre les mesures de ALICE et de LHCb. Et si l'on considère les erreurs statistiques, les erreurs systématiques non corrélées ainsi que les erreurs associées à l'extrapolation de la section efficace mesurée par LHCb dans notre fenêtre en rapidité et impulsion, les résultats sont compatibles. Les

résultats de ALICE dans le canal de désintégration en kaons reportés dans la figure 3.36 ont été obtenus à mi-rapacité ($|y| \leq 0.5$) et possèdent une forme similaire à la mesure effectuée dans le canal dimuon.

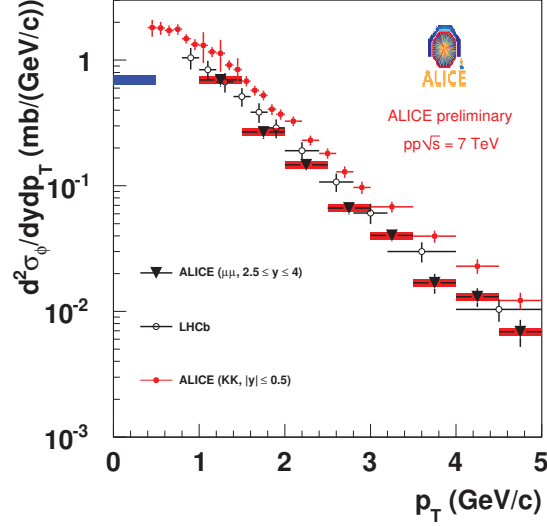


Figure 3.36 – Section efficace différentielle $d^2\sigma_\phi/dydp_T$ du ϕ en dimuons (triangles noirs) comparée aux mesures de LHCb [119] (cercles noirs) et ALICE en kaons (cercles rouges) [120].

3.8.3.4 Section efficace totale et différentielle du ω

Afin d’obtenir la section efficace différentielle du ω , il est nécessaire de séparer la contribution du ρ , de celle du ω . Le rapport ρ sur ω a donc été laissé libre lors de l’ajustement du spectre en masse invariante, permettant ainsi d’extraire le rapport $\sigma_\rho/\sigma_\omega = 1.15 \pm 0.20$ (stat) ± 0.12 (syst). Les erreurs systématiques ont été obtenues en faisant varier le bruit de fond de 10% pour prendre en compte l’erreur sur la normalisation, en faisant varier les rapports des contributions $\omega_{Dalitz}/\omega_{2body}$ de $\pm 15\%$ et le rapport η'/η à hauteur de $\pm 20\%$ pour prendre en compte l’erreur sur les rapports de branchement. L’erreur systématique résultante s’élève à hauteur de 12%. Cependant, comme on peut le noter, l’erreur dominante sur la mesure, à ce stade de l’analyse, reste l’erreur statistique. Une fois cette mesure effectuée, on peut extraire le rapport $\sigma_\phi/\sigma_\omega$ en fonction de l’impulsion transverse (figure 3.37). La valeur intégrée sur toutes les impulsions du rapport σ_ϕ sur σ_ω est de 0.178 ± 0.015 (stat) ± 0.008 (syst) et donc dominée là encore par l’erreur statistique.

La section efficace de production du ω pour les impulsions telles que $1 < p_T < 5$ GeV/c et les rapidités telles que $2.5 < y < 4$ se calcule grâce à la valeur de la section efficace du ϕ mesurée précédemment, et l’on obtient : $\sigma_\omega = 5.28 \pm 0.54$ (stat) ± 0.58 (syst) mb. De la même façon que pour le ϕ on peut extraire la section efficace différentielle du ω (figure 3.38). Le ω suit la même loi de puissance que le ϕ (équation 3.15). Les paramètres résultant de l’ajustement sont les suivants : $p_0 = 1.44 \pm 0.09$ GeV/c et $n = 3.2 \pm 0.1$.

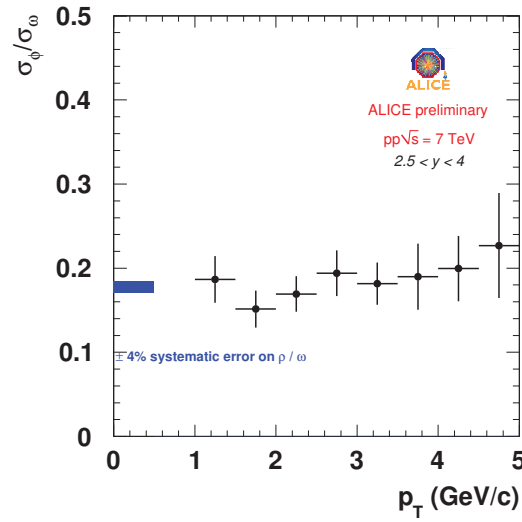


Figure 3.37 – Rapport $\sigma_\phi/\sigma_\omega$ en fonction de p_T . Les erreurs systématiques corrélées sont représentées séparément en bleu et contribuent à hauteur de 4% [101].

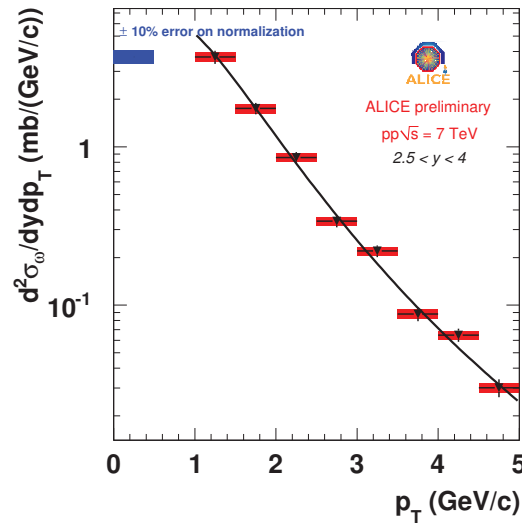


Figure 3.38 – Section efficace différentielle du ω en fonction de p_T pour une rapidité $2.5 < y < 4$. Les erreurs systématiques non corrélées sont indiquées point par point en rouge. Les erreurs systématiques corrélées (à hauteur de 10%) sont indiquées en bleu séparément [101].

3.9 Conclusions et perspectives

La production des mésons vecteurs de basses masses a donc été ici étudiée dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, dans le canal de désintégration dimuonique. Les résultats correspondent à une fenêtre en rapidité de $2.5 < y < 4$ et une fenêtre en impulsion transverse pour la paire de dimuon telle que p_T soit supérieur à 1 GeV/c. Le rapport du nombre de ϕ sur le nombre de $\rho + \omega$ est trouvé constant avec l'impulsion transverse, égal à 0.416 ± 0.032 (stat) ± 0.004 (syst) et supérieur à la valeur obtenue avec PYTHIA-perugia0. La section efficace inclusive de production du méson ϕ a été mesurée à l'aide de deux méthodes qui donnent des résultats compatibles. La valeur citée ici correspond à celle de l'article à venir, obtenue avec l'analyse différentielle : $\sigma_\phi = 0.940 \pm 0.084$ (stat) ± 0.095 (syst) mb. Le rapport entre les sections efficaces du ρ et du ω a été mesuré et est égal à 1.15 ± 0.20 (stat) ± 0.12 (syst). L'erreur dominante ici reste encore l'erreur statistique. La section efficace de production du ω est égale à 5.28 ± 0.54 (stat) ± 0.58 (syst) mb. Les sections efficaces différentielles des deux résonances ont été mesurées. La comparaison de la distribution du ϕ avec les données de LHCb et de ALICE dans le tonneau central montrent un comportement similaire en fonction de l'impulsion transverse.

Les perspectives de cette analyse sont multiples. Il faudra notamment comprendre les problèmes affectant nos techniques de détermination du bruit de fond à bas p_T , afin de pouvoir étendre notre analyse jusqu'à $p_T = 0$ GeV/c, ce qui est normalement possible dans l'absolu. Les données accumulées au début de l'année 2011 devraient permettre de réduire les erreurs sur la détermination du rapport σ_ρ sur σ_ω dont l'erreur dominante est actuellement statistique. Toujours en considérant la statistique du début de l'année 2011, une étude de la production du ϕ et du ω en fonction de la multiplicité de la collision devrait être faisable, au même titre que cela a déjà été réalisé pour le J/ψ [121]. Le détecteur VZERO peut notamment être utilisé pour ce genre d'études.

Cependant, afin de limiter la quantité de données enregistrées par ALICE et préserver l'espace disque qui est dédié à l'acquisition, de nouveaux choix de seuils de déclenchements sont discutés depuis juin 2011 pour les chambres de déclenchement du spectromètre à muons. Une coupure (seuil bas) sur l'impulsion transverse des muons simples de 1 GeV/c est appliquée, ce qui empêche la collecte de données supplémentaires utiles pour notre analyse. L'acceptance et l'efficacité sont en effet drastiquement réduites dans de telles conditions pour les résonances de basses masses [8]. L'analyse des résonances de basses masses reste un des arguments physiques forts pour défendre la conservation d'un seuil en impulsion transverse bas, dans les données à collecter à l'avenir.

L'analyse en collisions pp a donc présenté ici un intérêt propre afin d'extraire les sections efficaces de production et rapports de résonances de basses masses à une toute nouvelle énergie. Cela nous a aussi permis d'obtenir des valeurs de références (et d'autres sont à venir avec le run à $\sqrt{s}=2.76$ TeV en collisions pp du début de l'année 2011) pour l'analyse des données en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV dont le statut de l'analyse sera présenté dans le chapitre suivant.

Analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω , ϕ) en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

C'est au mois de novembre 2010 que se déroulèrent avec succès les premières collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV au LHC et dans ALICE, ouvrant une nouvelle ère dans l'étude des propriétés du PQG. La transition des collisions pp vers les collisions Pb-Pb s'est effectuée dans la machine rapidement permettant une exploitation d'un mois entier de collisions Pb-Pb et conduisant à la collecte d'événements de biais minimum avec une luminosité intégrée de $8 \mu b^{-1}$ (voir chapitre 2). La figure 4.1 correspond à la visualisation d'un événement Pb-Pb dans ALICE, où 3 muons ont été détectés dans le spectromètre. Les mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb sont des outils clés pour explorer les propriétés du plasma ainsi que la restauration de la symétrie chirale, présentées au chapitre 1. On présentera ici, les premiers signaux observés en collisions périphériques obtenus avec la première reconstruction d'une partie des données, puis une étude plus poussée sur une statistique estimée à 60% environ de la statistique disponible après une seconde reconstruction des données. Les problématiques liées à la compréhension du bruit de fond seront aussi présentées. Les difficultés techniques de l'analyse ainsi que les perspectives du travail à mener seront aussi présentées dans ce chapitre.

4.1 La sélection et le traitement des données

La liste des runs utilisés pour cette analyse est reportée dans l'annexe 2. Ce sont les runs de la période h. La sélection des données va s'effectuer selon le même principe que pour les collisions pp, mais adaptée aux conditions spécifiques de la prise de données Pb-Pb.

4.1.1 Les déclencheurs

La principale différence avec les déclencheurs utilisés pour l'analyse pp est que la prise de données en collisions Pb-Pb menée en 2010 s'est faite uniquement avec des déclencheurs de biais minimum. Aucun déclencheur requérant la détection d'un muon en addition d'une condition de déclenchement de biais minimum n'a en effet été utilisé. Le déclenchement de biais minimum a varié au cours du temps et trois définitions différentes ont été utilisées [122][123] :

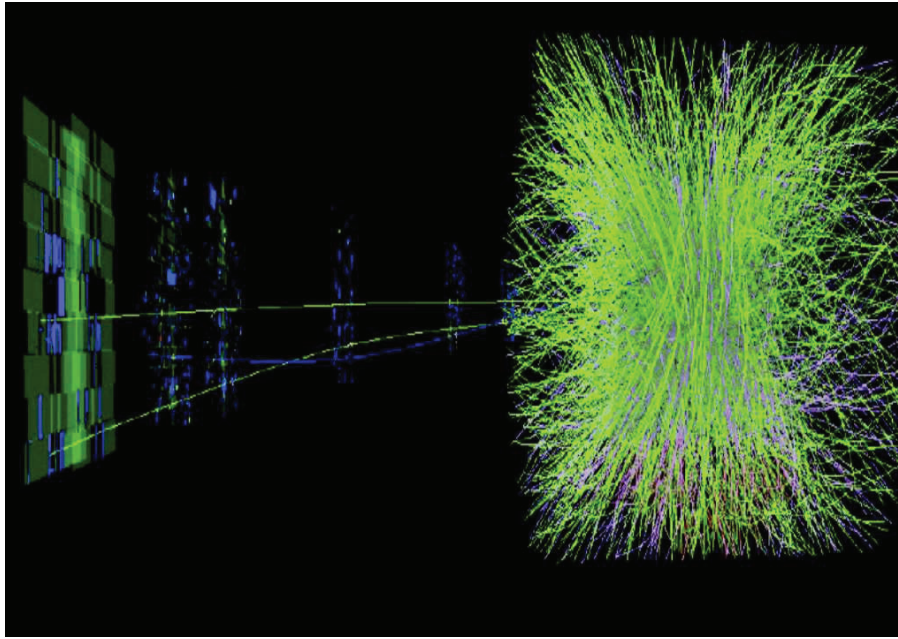


Figure 4.1 – Visualisation d'un événement Pb-Pb central dans ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

- Du run 137135 au run 137161 ¹, au moins 2 des conditions suivantes sur 3 doivent être réunies :
 - un signal est détecté dans le VZEROA et dans le VZEROC (déclencheur CMBAC) ;
 - un signal est détecté dans le VZEROC et deux impacts sont présents dans les couches du SPD (déclencheur CMBS2C) ;
 - un signal est détecté dans le VZEROA et deux impacts sont présents dans les couches du SPD (déclencheur CMBS2A).
- Du run 137608 au run 138125, on utilise la condition unique demandant un signal dans le VZEROA et le VZEROC (déclencheur CMBAC).
- Au delà du run 138125, les 3 conditions sur 3 définies dans le premier item doivent être réunies (déclencheur CMBACS2).

Les conditions de déclenchement deviennent plus strictes avec l'augmentation de la luminosité. L'efficacité de détection en collisions Pb-Pb est très bonne puisque supérieure à 97%. En plus des déclencheurs de biais minimum, nous attirons l'attention ici sur deux déclencheurs spécifiques : l'un est utilisé pour sélectionner les événements de "haute" multiplicité (déclencheur COSMH) et l'autre pour sélectionner les collisions ultrapériphériques ² (déclencheur CCUP). Le déclencheur de "haute" multiplicité requiert au moins 100 impacts dans la couche la plus externe du SPD. Une telle condition n'est pas si sélective sur la multiplicité de la collision en Pb-Pb. En

1. Avant le run 137135, la condition 2 parmi 3 est aussi requise mais le nombre d'impacts demandés dans le SPD est seulement de 1 au lieu de 2.

2. Une collision ultra-périphérique correspond à une interaction purement électromagnétique entre les deux noyaux de Plomb. Le paramètre d'impact de l'interaction est supérieur à deux fois le rayon des deux noyaux.

effet le nombre de tracelettes reconstruites dans les couches du SPD peut aller au-delà de 4000. Si l'on mentionne ici le déclencheur ultra-périphérique, c'est pour le rôle qu'il joue dans le tonneau central afin d'étudier la production photo-nucléaire des mésons vecteurs ρ^0 et J/ψ [109].

4.1.2 La sélection physique des événements

La sélection physique des événements assure les mêmes fonctionnalités qu'en collisions pp. Elle sélectionne automatiquement le déclencheur de biais minimum en fonction du numéro du run analysé. Le rejet des événements faisceau-gaz se fait toujours grâce au VZERO et aux corrélations clusters versus tracklets dans le SPD. Deux fonctionnalités supplémentaires, propres aux collisions Pb-Pb ont été ajoutées. Le détecteur ZDC va en effet permettre le rejet des interactions purement électromagnétiques, mais aussi d'éliminer toutes les collisions satellites à la collision principale (effet dit de "debunching"). Pour comprendre d'où proviennent ces collisions satellites intéressons nous à la manière dont les paquets d'ions sont injectés dans le LHC. Les différents paquets vont être séparés entre eux par des intervalles de temps multiples de 25 ns. 25ns correspond à 10 cavités radio-fréquence dans l'accélérateur et généralement une seule des cavités va être peuplée par les ions. Il peut cependant y avoir un "saut" d'un des ions vers une autre cavité, décalant celui-ci en temps par rapport aux autres ions. Ces ions, décalés en temps, vont conduire à des interactions parasites avec le paquet d'ions principal arrivant dans l'autre sens. De par le décalage en temps, ces interactions auront donc une coordonnée Z au vertex différente de 0 et multiple de $(2.5 \text{ ns} / 2) \times c$ soit tous les 37.5 cm entre les positions $Z = -75 \text{ cm}$ et $Z = +375 \text{ cm}$. Ce sont pour notre analyse, des événements de bruit de fond [124]. La somme et la différence des temps des signaux mesurés par le ZDC côté A et côté C vont nous permettre de distinguer ces collisions satellites de la collision principale, comme le montre la figure 4.2. Le cercle noir correspond aux interactions principales. Les cercles rouges correspondent aux interactions d'un paquet satellite côté A avec le paquet principal côté C. Les cercles bleus correspondent à la situation inverse où un paquet satellite côté C entre en collision avec le paquet principal côté A.

En plus de cette fonctionnalité, le ZDC va rejeter les interactions électromagnétiques, comme on l'a dit. Il s'avère qu'après sélection physique des événements, la contamination électromagnétique est négligeable pour l'intervalle en centralité compris entre 0 et 80% de la section efficace nucléaire totale³. Nos analyses seront donc limitées à cette gamme en centralité.

4.1.3 La sélection de la centralité de la collision

La centralité de la collision est déterminée en utilisant différents estimateurs. Elle peut être déterminée expérimentalement grâce aux détecteurs ZDC, VZERO, SPD ou TPC, et à l'utilisation du modèle de Glauber (annexe 3) qui permet de relier les informations recueillies dans les détecteurs à la géométrie de la collision. Dans notre étude, nous avons utilisé le détecteur VZERO comme estimateur de la centralité.

4.1.3.1 Détermination de la centralité avec le ZDC

Le détecteur ZDC va mesurer directement le nombre de nucléons ne participant pas à la collision, les nucléons spectateurs N_{spect} . On peut remonter au nombre de nucléons participant à la collision N_{part} (voir schéma 4.3) grâce à la relation : $N_{part} = A - N_{spect}$ où A est le nombre de nucléons du noyau de Plomb. Cependant la production de fragments nucléaires viole cette relation directe dans les variables effectivement mesurées. L'étude de la corrélation entre l'énergie déposée dans le ZDC et l'amplitude mesurée dans le ZEM permet de déterminer des classes en

3. 0% correspondant aux collisions les plus centrales et 80% aux collisions les plus périphériques.

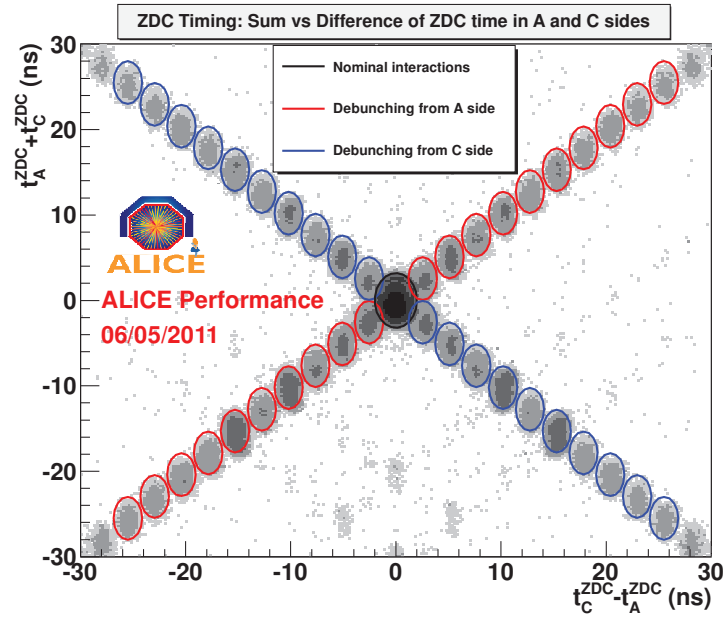


Figure 4.2 – Somme en fonction de la différence entre le temps mesuré du côté A et du côté C par le détecteur ZDC.

centralité jusqu'à 30% de la section efficace totale (figure 4.4 gauche), avec une bonne précision, avant le point d'inflexion du ZDC. La réponse du ZDC et du ZEM, situés loin de l'IP, dépendent cependant fortement de la position en Z du vertex d'interaction et il est nécessaire d'utiliser cet estimateur uniquement dans les analyses qui n'utilisent pas de coupure sur la position du vertex pour ne pas fausser la détermination de la centralité. D'autres estimateurs existent pour déterminer la centralité au delà de 30% de la section efficace totale.

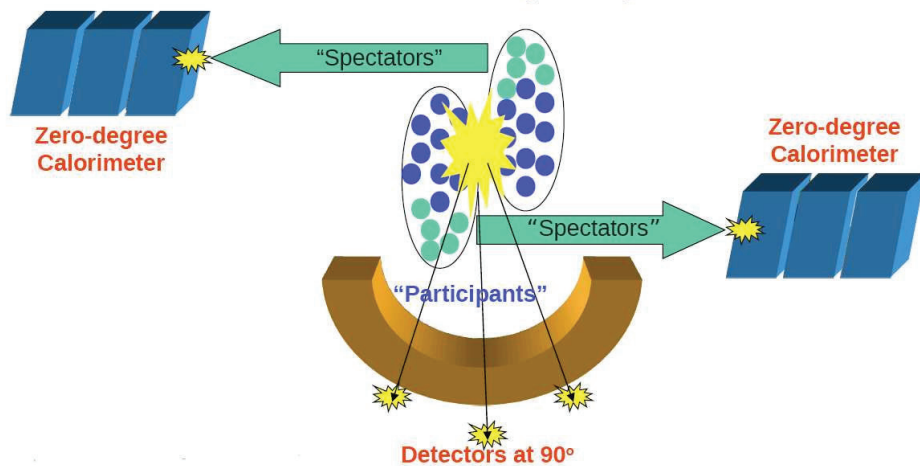


Figure 4.3 – Schéma de principe de la mesure du nombre de nucléons spectateurs détectés dans le ZDC.

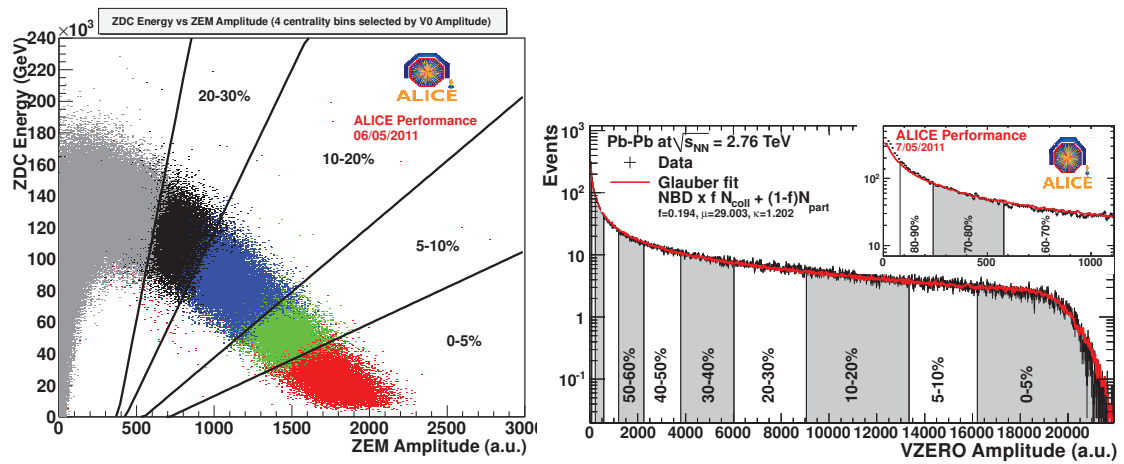


Figure 4.4 – Gauche : corrélation de l'énergie mesurée dans le ZDC en fonction de l'amplitude mesurée dans le ZEM. Droite : amplitude mesurée dans le VZERO (noir). Ajustement par le modèle de Glauber (rouge) [125].

4.1.3.2 Détermination de la centralité avec le VZERO, le SPD et la TPC

De nombreuses observables évoluent avec le nombre de participants à la collision, comme l'énergie transverse, le nombre de traces détectées dans le SPD où la charge déposée dans le VZERO. La figure 4.4 droite présente l'amplitude des signaux détectés dans le VZERO (histogramme noir). Les distributions du nombre de clusters dans la couche externe du SPD, ainsi que la distribution du nombre de traces dans la TPC présentent la même allure. Le pic à basse amplitude correspond aux collisions les plus périphériques. Après sélection physique des événements, la contamination par les interactions électromagnétiques dans ce pic est faible. Le plateau correspond aux collisions semi-centrales. Le bord droit de la distribution correspond aux collisions les plus centrales. Sa forme dépend de l'acceptance et de la résolution du détecteur. Cette distribution est ajustée grâce au modèle de Glauber (annexe 3) via la relation qui lie le nombre de particules qui se sont originellement désintégrées de façon indépendante (nombre d'ancêtres N_{anc}) au nombre de nucléons participant à la collision N_{part} et au nombre de collisions binaires N_{coll} . On utilise la relation suivante [125] :

$$N_{anc} = (1 - f)N_{part} + fN_{coll} \quad (4.1)$$

Pour réaliser l'ajustement, il faut faire l'hypothèse que chaque ancêtre émet une particule selon une distribution binomiale négative [126]. L'ajustement des 3 distributions dans le VZERO, le SPD et la TPC donne des valeurs constantes pour le paramètre f de telle sorte que $f \sim 20\%$. L'ajustement permet de définir un point de référence à 90% de la valeur de la section efficace totale nucléaire. À partir de cette information, il est possible de définir des tranches en centralité [127]. L'ajustement permet aussi de déterminer la valeur correspondante du nombre de participants N_{part} et de collisions N_{coll} pour chaque tranche en centralité.

4.1.3.3 Détermination du nombre de participant et du nombre de collisions binaires

Deux méthodes distinctes sont utilisées pour déterminer N_{part} et N_{coll} par tranche en centralité. La première consiste, comme évoqué précédemment, à utiliser l'ajustement sur les distributions en multiplicités données par différents détecteurs. La seconde méthode est purement

modèle-dépendante et revient à découper en tranches la distribution du paramètre d'impact obtenue en simulations (modèle de Glauber MONTE CARLO), comme représenté sur la figure 4.5 gauche. Pour chaque tranche, on peut reconstruire la distribution en N_{part} (voir figure 4.5 droite) et N_{coll} selon le même modèle. L'incertitude sur les valeurs de N_{part} et N_{coll} sont obtenues en faisant varier les différents paramètres du modèle (essentiellement la valeur de la section efficace inélastique nucléon-nucléon et les paramètres de la fonction Wood-Saxon, voir annexe 3). Les valeurs obtenues à l'aide des deux méthodes sont en accord à 1% près, excepté pour les collisions périphériques (au-delà de 70% de la section efficace totale nucléaire) où la différence atteint 3.5 % [125]. Le tableau 4.1 regroupe les valeurs du paramètre d'impact minimal et maximal, du nombre de participants, du nombre de collisions et les erreurs associées pour les 4 tranches en centralité qui vont nous intéresser dans la suite de l'analyse. Elles ont été obtenues avec la seconde méthode.

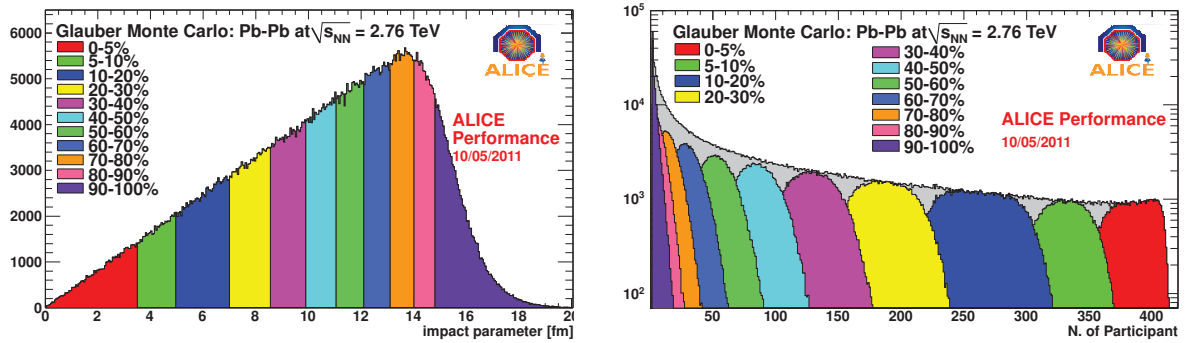


Figure 4.5 – Gauche : distribution en paramètre d'impact b obtenue avec le modèle de Glauber MONTE CARLO. Droite : distribution correspondante en N_{part} pour 11 tranches en centralités.

Centralité	b_{min} (fm)	b_{max} (fm)	N_{part}	Sys	N_{coll}	Sys
0-10%	0.00	4.95	356.5	3.6	1502.7	169.9
10-20%	4.95	6.98	260.5	4.4	923.26	99.6
20-40%	6.98	9.88	157.3	3.4	438.8	43.9
40-80%	9.88	13.97	45.5	2.1	77.1	8.0

Tableau 4.1 – Valeurs du paramètre d'impact minimal et maximal, du nombre de participants, du nombre de collisions binaires nucléon-nucléon ainsi que les erreurs associées pour les 4 tranches en centralité 0-10%, 10-20%, 20-40% et 40-80% de la section efficace totale nucléaire.

4.2 Un premier regard sur les spectres en masse invariante

On va d'abord s'intéresser aux spectres en masse invariante obtenus en simulations Pb-Pb, qui vont nous permettre de bien saisir la difficulté de l'extraction de notre signal dans des conditions élevées de multiplicité, et donc dans des conditions où un très grand nombre de traces muons est reconstruit dans le spectromètre. Comme toutes les associations de muons possibles sont réalisées pour reconstruire les spectres en masse, le nombre de dimuons par événement ce qui conduit à la présence d'un abondant bruit de fond combinatoire.

4.2.1 Compréhension du bruit de fond en simulation

4.2.1.1 Les contributions principales

La contribution principale au bruit de fond provient essentiellement des paires non corrélées (contribution rouge trait plein), comme l'indique la figure 4.6. Ce spectre est extrait de [8] et correspond à une simulation utilisant un cocktail de muons pour le charme ouvert, la beauté ouverte, les résonances lourdes (J/ψ) et les pions et kaons. Les résonances de basses masses sont ajoutées par la suite et normalisées au nombre de J/ψ . Pour plus d'informations sur la simulation, on se référera à [8]. La différence majeure du bruit de fond pp et Pb-Pb va aussi concerner les paires $D\bar{D}$ (contribution violet continue) et $B\bar{B}$ (contribution violet pointillée) qui vont être principalement non corrélées dans les collisions Pb-Pb les plus centrales. La moitié des paires $B\bar{B}$ et seulement 5% des paires $D\bar{D}$ sont corrélées [128]. A cela il faut ajouter la contribution non-corrélée des pions et kaons (courbe rouge pointillée). Le bruit de fond total non corrélé est représenté par la courbe rouge en trait plein. L'avantage d'être dominé par un bruit de fond non-corrélé est que notre technique de mélange d'événements utilisant les paires de muons de même signe va nous permettre de bien décrire ce bruit de fond. L'inconvénient, lié au très faible rapport signal sur bruit dans les collisions les plus centrales, est que la maîtrise de la normalisation du bruit doit être très bonne pour extraire correctement le signal (une précision de 0.1% dans l'estimation du bruit de fond est nécessaire pour obtenir une erreur inférieure à 10% sur l'extraction du signal [8]). La première difficulté commence donc à apparaître ici. Pour atteindre une telle précision sur la détermination du bruit de fond, il faudra récolter une très grande statistique de données.

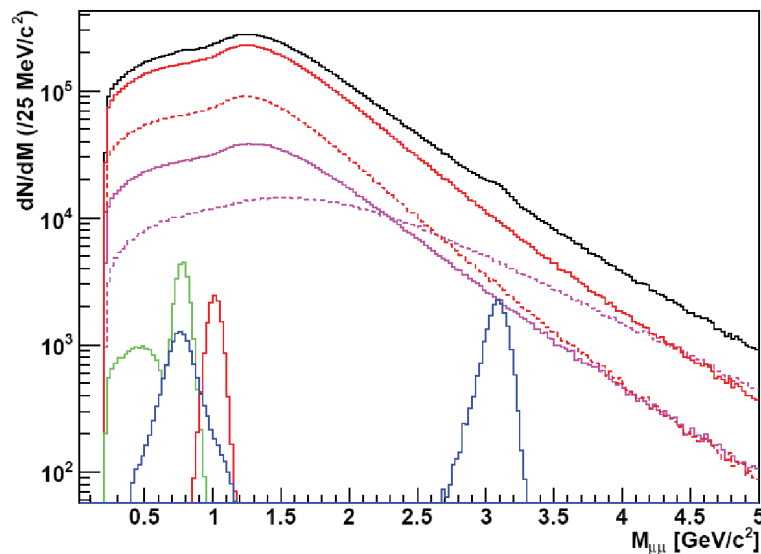


Figure 4.6 – Spectre en masse invariante simulé obtenu en collisions Pb-Pb centrales (0-5 fm) pour 16 millions de dimuons reconstruits dans le spectromètre (courbe noire). Les différentes contributions au spectre sont les suivantes : le ω (vert foncé), le ρ (bleu), le ϕ (rouge), le J/ψ (bleu à $3.1 \text{ GeV}/c^2$), le bruit de fond des paires $D\bar{D}$ (violet continu), des paires $B\bar{B}$ (violet pointillé) et le bruit des pions et kaons (rouge pointillé). La contribution totale au bruit de fond non-corrélé est donnée par la contribution rouge en trait plein [8].

4.2.1.2 Visualiser le signal

Dans le paragraphe précédent, le spectre 4.6 nous montre clairement que les résonances de basses masses ne sont pas visibles en collisions Pb-Pb centrales sans soustraction du bruit de fond. Il doit cependant exister un jeu de coupures nous permettant de visualiser le signal. Voyons comment évolue le rapport signal sur bruit avec la centralité de la collision et une coupure sur l'impulsion du muon simple. La simulation présentée dans la figure 4.7, toujours extraite de [8], montre l'évolution de la forme des spectres en masse invariante ainsi que du bruit provenant des π et K, des paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, pour trois tranches en centralité (de bas en haut : centralité entre 0 et 3 fm, centralité entre 6 et 9 fm, centralité entre 12 et 16 fm) et pour deux coupures en impulsion du muon simple (à gauche, $p_T > 0.5$ GeV/c et à droite, $p_T > 1$ GeV/c). Notons tout d'abord, que quelque soit la centralité, avec une coupure haute sur l'impulsion du muon simple, on peut visualiser le signal au dessus du bruit de fond dans la région des basses masses (3 spectres de droite figure 4.7). Avec une coupure basse en impulsion, le signal n'est explicitement visible que pour les collisions très périphériques (spectre en bas à gauche de la figure 4.7). A partir de ces simulations il est possible d'estimer le rapport signal sur bruit⁴. Pour le ϕ , ce rapport n'est que de 2% dans les collisions les plus centrales et atteint 30% dans les collisions les plus périphériques lorsqu'une coupure à $p_T > 0.5$ GeV/c est réalisée sur le muon simple. Avec la coupure à 1 GeV/c, le rapport signal sur bruit est multiplié par 5 environ alors que la signification⁵ varie peu [8].

4.2.2 Spectres obtenus après une première reconstruction des données

Cherchons maintenant à visualiser le signal dans les données récoltées en novembre 2010. Les premiers résultats présentés dans cette section font référence à la toute première reconstruction des données et aux runs de la fin du mois de novembre pour lesquels les critères de reconstruction des traces ont été optimisés dans les chambres de trajectographie aux conditions de très hautes multiplicités des collisions Pb-Pb. La statistique recueillie dans cette première analyse est de 6.6×10^6 événements de biais minimum comptabilisés avec la condition demandant un impact dans le VZEROA et le VZEROC. Les runs utilisés dans cette première partie de l'analyse sont reportés dans l'annexe 2. Définissons tout d'abord les coupures qui ont été appliquées aux données.

4.2.2.1 Les coupures appliquées aux données

Dans un premier temps, les mêmes coupures que celles appliquées dans l'analyse pp ont été utilisées : à savoir la coupure sur la pseudo-rapacité ($-4 < \eta < -2.5$) et l'association de chaque muon reconstruit dans le trajectographe avec une trace dans les chambres de déclenchement. Afin d'augmenter la pureté du signal, des coupures additionnelles sont nécessaires dans les conditions de l'analyse Pb-Pb. Ainsi, on demande à ce que la coordonnée radiale de la trace muon en sortie d'absorbeur soit comprise entre 17.6 cm et 90 cm, pour sélectionner les muons dans l'acceptance géométrique du spectromètre. Une coupure sur la rapidité du dimuon ($-4 < y_{dimu} < -2.5$) est aussi appliquée pour enlever les événements près des bords de l'acceptance. Différentes coupures sur l'impulsion transverse du muon simple au niveau des chambres de trajectographie (tout p_T , $p_T > 0.5$ GeV/c et $p_T > 1$ GeV/c) seront aussi utilisées afin de se placer dans des conditions similaires aux simulations présentées dans le paragraphe précédent où le signal est visible sans soustraction du bruit. Le nombre de paires dimuons de même signe et de signes opposés recueillies après

4. On attire l'attention ici sur le fait que les valeurs indiquées sont à visée purement qualitative puisque obtenues en simulation à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV.

5. La signification est définie comme : $\Sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ où S est la quantité de signal et B la quantité de bruit.

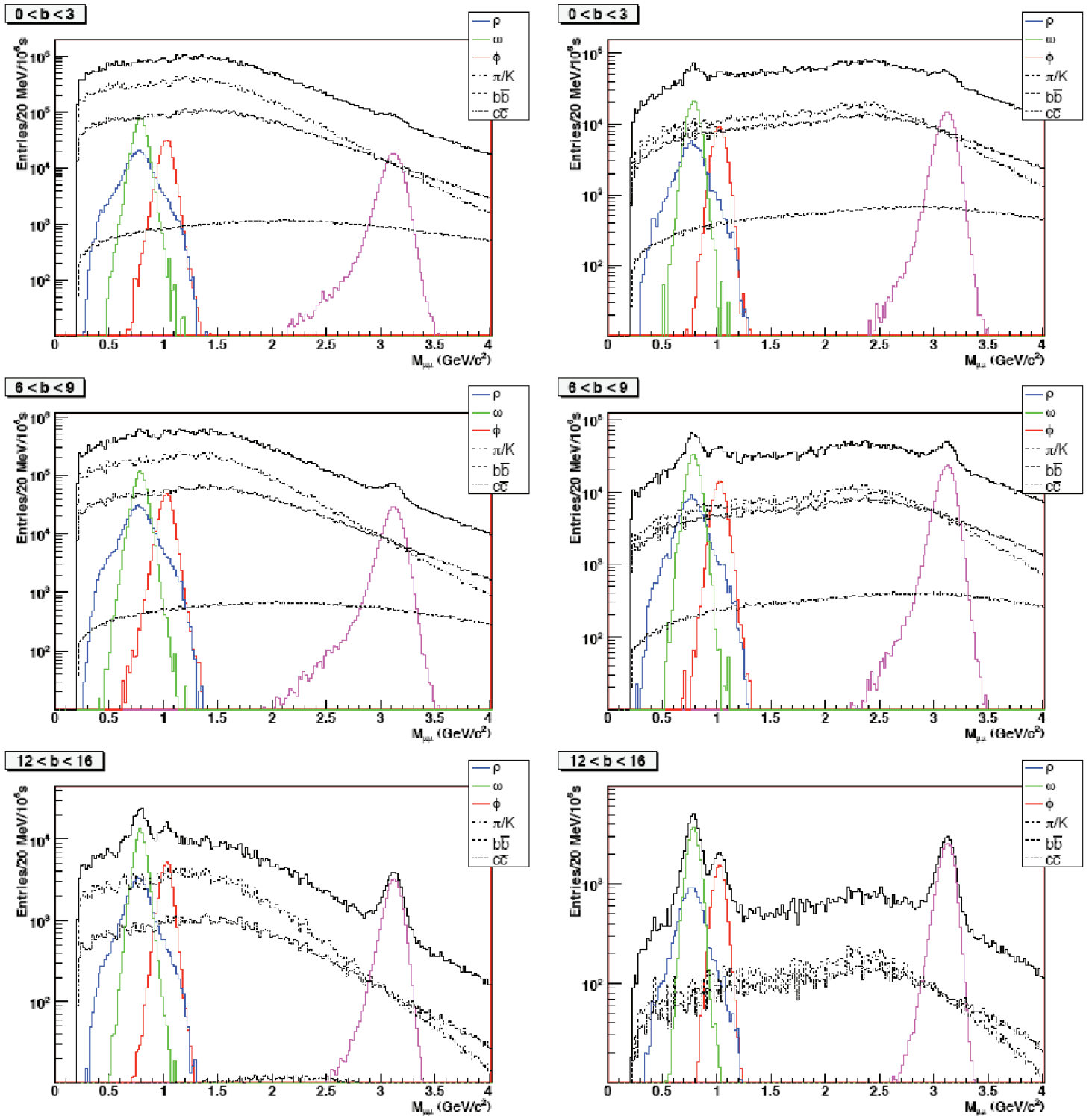


Figure 4.7 – Spectres en masse invariante obtenus pour trois tranches en centralité différentes : centrales (en haut), semi-centrales (au milieu) et périphériques (en bas). Deux coupures sur le p_T des muons individuels sont appliquées au niveau des chambres de trajectographie : coupure à 0.5 GeV/c (gauche) et à 1 GeV/c (droite).

passage de toutes les coupures sont reportées dans le tableau 4.2, pour chacune des coupures en impulsion.

Coupure en impulsion transverse appliquée sur chaque trace muon après reconstruction dans les chambres de trajectographie	Nombre de dimuons de signes opposés	Nombre de dimuons de même signe
Tout p_T	1 093 693	1 149 653
$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$	447 104	445 194
$p_T > 1 \text{ GeV}/c$	40 228	38 161

Tableau 4.2 – Nombre de dimuons de signes opposés et de même signe utilisés dans l’analyse, passant toutes les coupures et pour trois coupures en impulsion transverse différentes (tout p_T , $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$, $p_T > 1 \text{ GeV}/c$). La coupure en impulsion transverse est appliquée au niveau des chambres de trajectographie.

On peut déjà remarquer le nombre plus élevé de paires de dimuons de même signe par rapport aux paires de muons de signes opposés, dans le cas où aucune coupure n’est effectuée sur l’impulsion transverse, ce qui laisse présager une mauvaise description du bruit de fond combinatoire avec les paires de même signe (notamment si aucune correction prenant en compte la différence d’acceptance entre les paires de muons $(++)$, $(--)$, $(+-)$ n’est appliquée, c’est-à-dire un facteur R différent de 1, voir section 3.4.4 chapitre 3).

4.2.2.2 Premiers spectres et premières discussions sur le bruit de fond

La figure 4.8 de gauche présente le spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés en noir, intégré sur toutes les centralités et toutes les impulsions. On peut remarquer qu’aucun signal n’est directement visible dans la région des basses masses malgré le grand nombre de paires de dimuons reconstruites, comme cela était attendu à partir des simulations. Le bruit de fond est décrit de la même façon que dans les données pp selon la méthode des paires de même signe (en bleu), et la méthode du mélange d’événements (en rouge). La correction apportée par le facteur R sur le bruit combinatoire calculé avec les paires de même signe n’est pas encore appliquée ici. Comme dans les données pp le bruit décrit par les paires de même signe (avant correction du facteur R) ne donne pas la même description que le mélange d’événements. Le bruit décrit par les paires de même signe est clairement surestimé pour les masses inférieures à $0.8 \text{ GeV}/c^2$, car au-dessus des données brutes. Cela s’explique en partie par le fait que les paires de même signe sont plus nombreuses dans cet échantillon statistique que les paires de signes opposés. Cela entraîne une conséquence directe au niveau du bruit estimé avec le mélange d’événements, qui va lui aussi être supérieur aux données, car normalisé à l’intégrale du bruit combinatoire obtenue avec les paires de même signe. Afin de s’affranchir de ce problème de normalisation, on réalise le rapport du spectre des dimuons de signes opposés sur le spectre obtenu par mélange d’événements (figure 4.8 de droite). Ce rapport présente un pic à la masse du J/ψ traduisant ainsi la présence d’un signal dans cette région. Dans la zone des basses masses, le rapport est constant et ne laisse entrevoir aucun signal.

Le mélange d’événements donne-t-il cependant une bonne description du bruit de fond ? Nous allons pour cela vérifier l’accord du spectre mixé des paires de même signe avec le spectre réel des paires de même signe, pour les paires $++$ (figure 4.9 gauche) et les paires $--$ (figure 4.9 droite). Quelque soit le signe de la paire, le rapport n’est pas constant et diffère de un dans la région des basses masses (l’écart peut atteindre jusqu’à 10%). Cela était déjà observé en collision pp pour

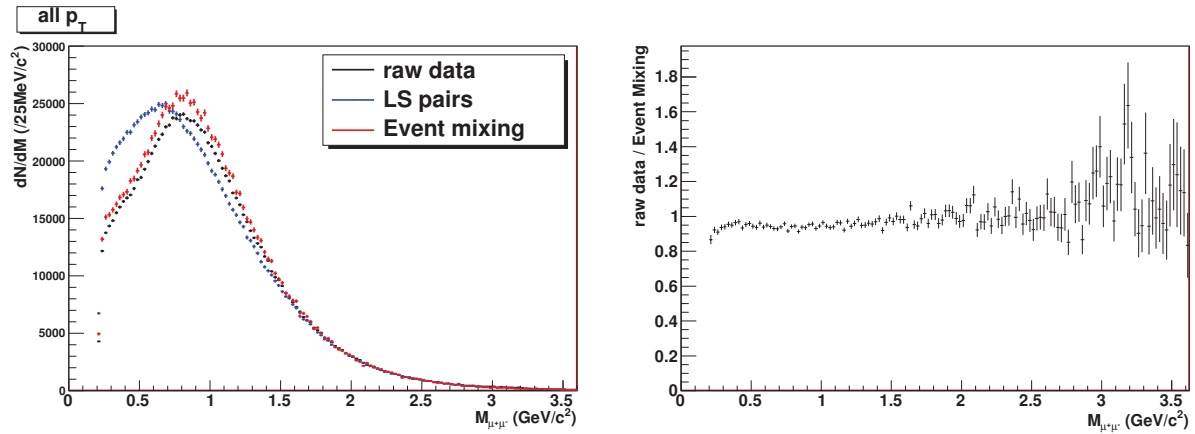


Figure 4.8 – Gauche : spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir) intégré sur toutes les impulsions et toutes les centralités (0-80%). Le bruit de fond évalué avec les paires de même signe (avec le mélange d'événements) est représenté en bleu (rouge) respectivement. La correction du facteur R n'est pas appliquée dans la description du bruit de fond donnée par les paires de même signe. Droite : rapport du spectre dimuon de signes opposés sur le spectre de mélange d'événements.

le spectre intégré sur toutes les impulsions. Une étude plus poussée avait montré par la suite, que le mauvais fonctionnement du mélange d'événements se limitait à bas p_T . On verra lors de la seconde reconstruction des données que c'est effectivement le cas.

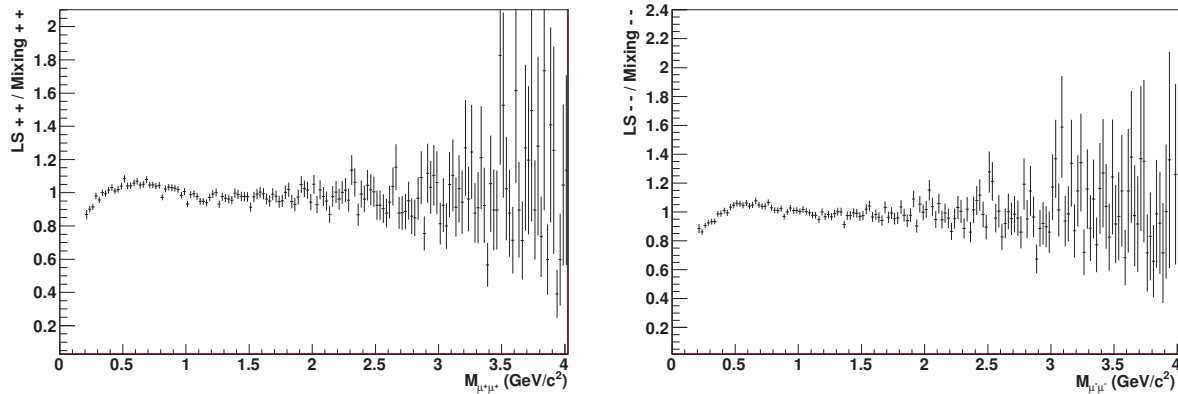


Figure 4.9 – Rapport des paires dimuons réelles de même signe ++ (gauche) et -- (droite) sur les paires mixées de même signe, intégré sur toutes les impulsions.

4.2.2.3 Effet de la coupure en impulsion transverse sur le muon simple

Tant que le facteur R n'est pas calculé, notre bruit de fond n'est pas sous contrôle. Afin d'évaluer correctement le facteur R avec les plus petites erreurs statistiques possibles, nous utiliserons toute la statistique disponible dans la seconde reconstruction des données. En effet, les événements ne contenant que des muons simples sont plus rares en collisions Pb-Pb. Une possibilité

alternative consiste à mixer des événements contenant strictement deux muons de même signe, pour éviter toute corrélation au mélange des événements deux à deux. Les deux méthodes donnent des résultats similaires, et le fait d'utiliser les événements contenant deux muons augmente notre statistique disponible pour le mélange d'événements. En attendant cette seconde reconstruction des données, on va chercher à visualiser le signal grâce aux coupures qui améliorent le rapport signal sur bruit, et notamment la coupure sur l'impulsion transverse de chacun des muons. La figure 4.10 gauche correspond au spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés dont chaque muon passe une coupure en impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c. Dans la figure 4.10 de droite, la coupure est de 1 GeV/c. Force est de constater que dans les deux cas de figure, aucun pic n'est visible dans la région des basses masses, et on peut aussi remarquer que la coupure à $p_T = 1$ GeV/c resteint déjà fortement notre échantillon statistique (réduction d'un facteur 10 environ dans la région des basses masses).

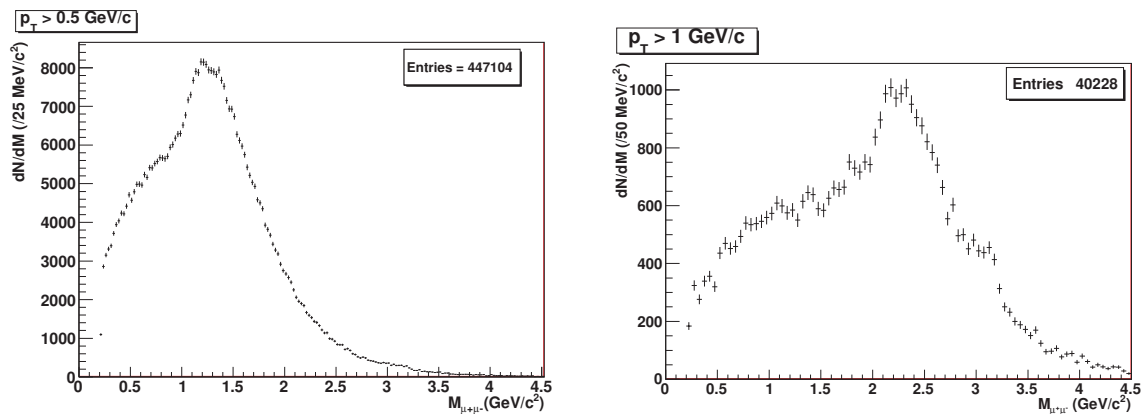


Figure 4.10 – Distribution en masse invariante, intégrée sur la centralité (0-80%), des dimuons de signes opposés pour une coupure sur l'impulsion de chaque muon simple de 0.5 GeV/c (gauche) et de 1 GeV/c (droite) appliquée au niveau des chambres de trajectographie.

4.2.2.4 Sélection sur la centralité de la collision

On comprend donc aisément que réaliser à la fois une coupure sur l'impulsion du muon simple et sur la centralité, comme dans les simulations, n'est pas possible ici pour obtenir des spectres avec une statistique suffisante. On peut néanmoins réaliser une sélection en centralité, sans coupure sur l'impulsion, à condition de ne pas requérir des intervalles trop fins en centralité. Pour notre étude, c'est le détecteur VZERO qui est utilisé pour estimer la centralité de la collision. La valeur de la centralité est exprimée en terme de pourcentage par rapport à la section efficace totale nucléaire Pb-Pb. Comme on l'a déjà évoqué, on limitera notre étude aux centralités inférieures à 80% de la section efficace totale, là où la contamination par les interactions électromagnétiques est faible. La figure 4.11 montre la valeur de ce pourcentage estimé avec le détecteur VZERO pour les événements de biais minimum. La constance de la distribution traduit la stabilité de la détermination de la centralité au cours des runs. On utilisera quatre tranches en centralité, comme cela a été réalisé pour l'analyse J/ψ : la première tranche de 0 à 10%, la seconde tranche de 10 à 20%, la troisième tranche de 20 à 40% et enfin la dernière tranche de 40 à 80%.

Les spectres en masse invariante des dimuons de signes opposés correspondant à chaque tranche en centralité sont représentés dans la figure 4.12, des collisions les plus centrales en haut à gauche à la tranche la plus périphérique en bas à droite. Dans les deux spectres du haut (cen-

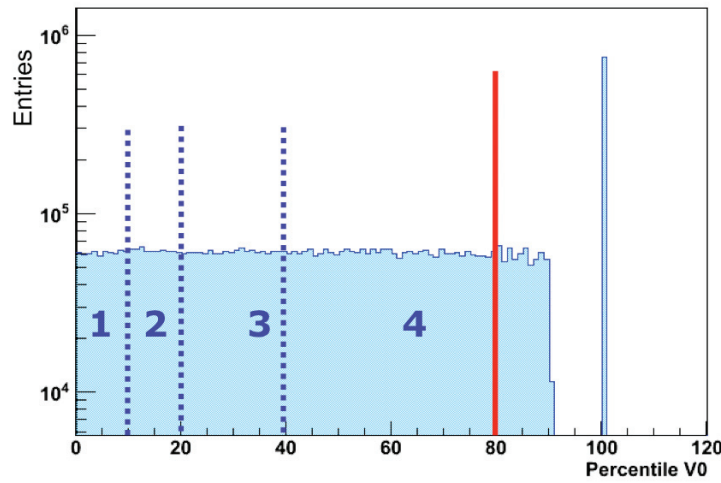


Figure 4.11 – Distribution en centralité des événements de biais minimum exprimée en pourcentage de la section efficace inélastique Pb-Pb. L’ajustement de la distribution en amplitude du VZERO est restreinte à environ 90% de la section efficace hadronique, là où l’efficacité de déclenchement et la sélection des événements est parfaitement efficace ainsi que la contamination électromagnétique faible. Le pic à 100% correspond aux événements dont la centralité n’a pu être déterminée [129].

tralité 0-10% à gauche et centralité 10-20% à droite) aucune trace de signal dans la région des basses masses n’est identifiée au dessus du bruit de fond. Pour la tranche 20-40% en bas à gauche, un début de structure semble apparaître à la masse du ω . Enfin dans les collisions les plus périphériques, spectre en bas à droite, la résonance ϕ est clairement visible. Il faut souligner que ce spectre est le premier en collisions Pb-Pb dans ALICE dans le canal dimuon à mettre en évidence la présence claire du signal ϕ , et semblant indiquer la présence d’un début de pic du ρ et ω .

Ce spectre (figure 4.13) a ensuite été ajusté avec les mêmes fonctions pseudo-gaussiennes que celles utilisées dans le chapitre 3 (équations 3.9, 3.10 et 3.11). La valeur de la résolution de chaque résonance est fixée aux valeurs déjà utilisées dans les données proton-proton (on renvoie au tableau 3.5 dans le chapitre 3). Le bruit de fond n’étant pas pleinement sous contrôle avec la méthode des paires de même signe et de mélange des événements lors de cette première reconstruction des données, le bruit de fond est ajusté ici par une fonction polynomiale de degré 4, afin de guider l’œil.

4.2.3 Spectres obtenus après une seconde reconstruction des données

Dans cette seconde reconstruction des données, l’optimisation des paramètres de trajectographie aux conditions Pb-Pb est appliquée à toute la statistique. Cela revient à optimiser la résolution dans les chambres, les coupures sur le χ^2 des traces dans les chambres de trajectographie et dans les chambres de déclenchement. Ces nouveaux paramètres permettent un rejet plus important des mauvaises traces reconstruites mais aussi de conserver les bonnes traces dont la trajectographie pouvait être avortée à cause de la grande multiplicité d’impacts candidats dans les chambres [130]. Cette étude est réalisée sur 10 millions d’événements de biais minimum sur les 17 millions disponibles dans les fichiers ESD après sélection physique des événements [131]. La perte de statistique est expliquée par l’utilisation de la grille WLCG, où certains sites de stockage des

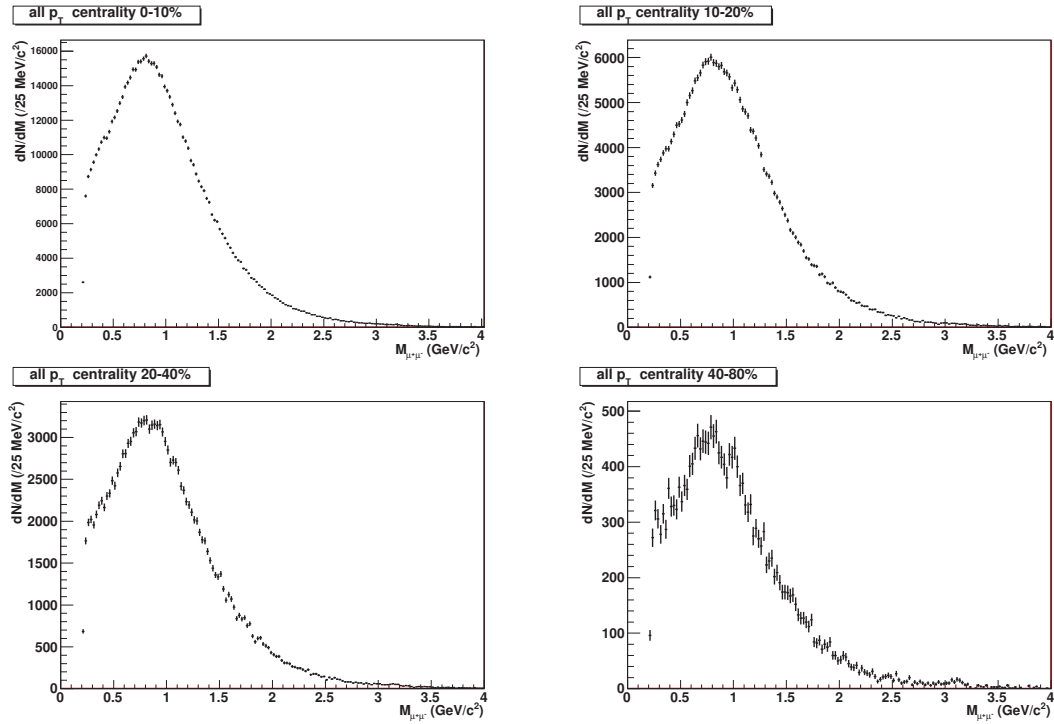


Figure 4.12 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour la tranche en centralité 0-10% (en haut à gauche), pour la tranche en centralité 10-20% (en haut à droite), pour la tranche en centralité 20-40% (en bas à gauche) et pour la tranche en centralité 40-80% (en bas à droite).

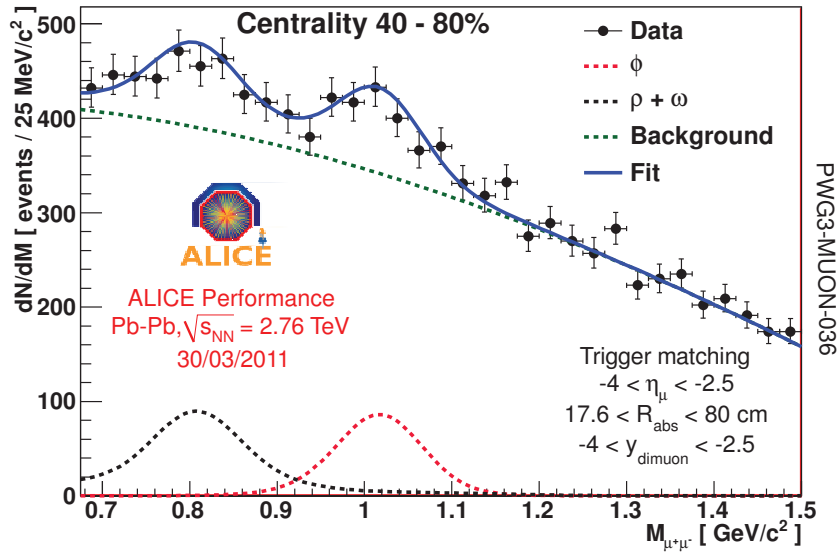


Figure 4.13 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour la tranche en centralité 40-80%. Les résonances sont ajustées par des fonctions pseudo-gaussiennes et le bruit de fond par un polynôme de degré 4.

données peuvent être non accessibles à un instant donné. L'analyse doit être relancée run par run pour récupérer la statistique manquante, ce qui demande encore du temps de calcul. Le nombre de dimuons reconstruits utilisés pour les spectres qui suivent est reporté dans le tableau 4.3 pour chaque coupure sur l'impulsion du muon simple.

Coupure en impulsion transverse appliquée sur chaque trace muon après reconstruction dans les chambres de trajectographie	Nombre de dimuons de signes opposés	Nombre de dimuons de même signe
Tout p_T	1 997 286	2 103 790
$p_T > 0.5$ GeV/c	811 494	808 123
$p_T > 1$ GeV/c	73 962	70 160

Tableau 4.3 – Nombre de dimuons de signes opposés et de même signe utilisés dans l'analyse avec la seconde reconstruction des données, passant toutes les coupures et pour trois coupures en impulsion transverse différentes appliquées sur chaque muon (tout p_T , $p_T > 0.5$ GeV/c, $p_T > 1$ GeV/c). La coupure en impulsion transverse est appliquée au niveau des chambres de trajectographie.

4.2.3.1 Coupures additionnelles

Au vu du rapport signal sur bruit très faible observé dans la première reconstruction des données, des coupures supplémentaires ont été appliquées ici. Tout d'abord, on utilise une coupure sur la coordonnée Z du lieu de l'interaction, telle que $|Z_{vertex}| < 10$ cm, soit la taille de la zone d'interaction (à 2σ). Une coupure sur la variable impulsion \times DCA en fonction de l'impulsion transverse est aussi réalisée (voir figure 4.14). Cette variable $p \times$ DCA qui prend en compte à la fois l'impulsion du muon et la distance transverse qu'a parcouru la particule dont il est issu permet de rejeter les mauvaises traces (sans origine physique) reconstruites dans le spectromètre ("fakes"), les interactions faisceau-gaz ayant lieu dans le même intervalle de temps que la collision faisceau-faisceau, ainsi qu'une partie du bruit pions et kaons. La fonction utilisée pour réaliser la coupure est représentée en noir sur le spectre 4.14.

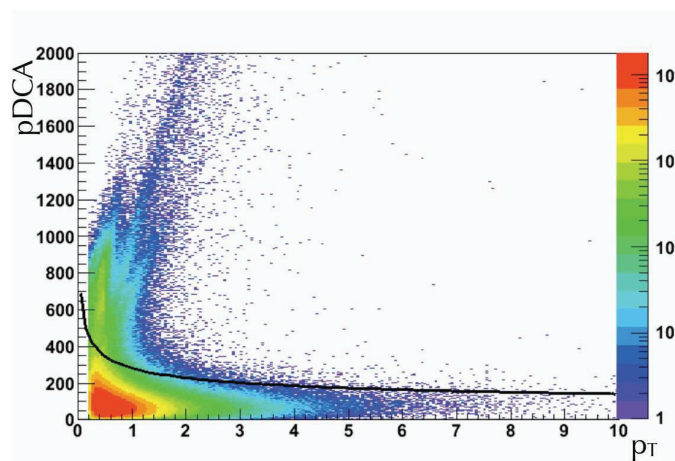


Figure 4.14 – Variable $p \times$ DCA en fonction de l'impulsion transverse du muon.

4.2.3.2 Comparaison entre les deux reconstructions

On va tout d'abord s'assurer que dans les runs de la seconde reconstruction, le pic du ϕ est toujours visible dans les collisions les plus périphériques. La figure 4.15 compare les mêmes événements de la reconstruction 1 (à gauche) avec ceux de la reconstruction 2 (à droite). Le signal ϕ est toujours visible et la nouvelle reconstruction semble avoir corrigé en partie les fluctuations statistiques observées dans le bruit de fond (notamment à la masse de $1.3 \text{ GeV}/c^2$). Cette vérification effectuée, on va pouvoir étudier l'ensemble de notre statistique et comprendre plus en détail le comportement de notre bruit de fond.

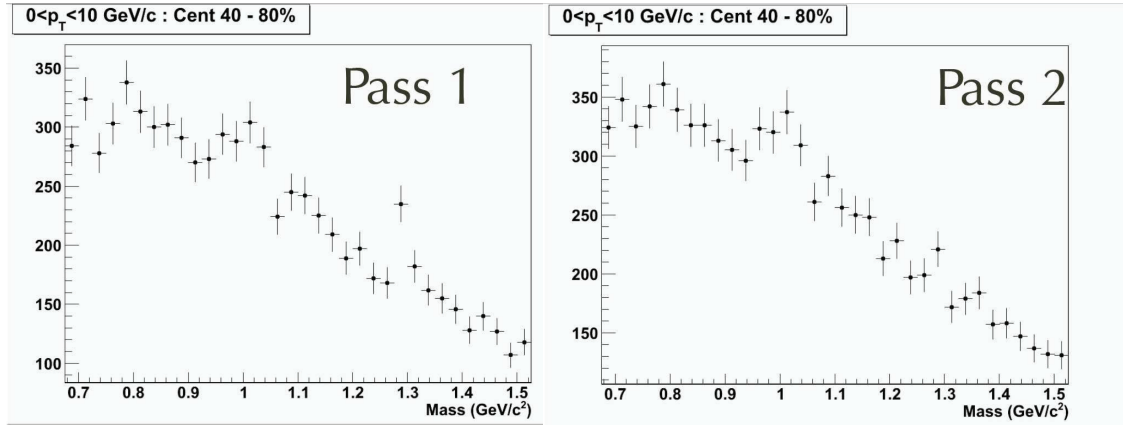


Figure 4.15 – Spectres en masse invariante des dimuons de signes opposés, pour la centralité 40-80% obtenus avec la première reconstruction des données (à gauche), et avec la seconde reconstruction des données (à droite), sur le même lot statistique.

4.2.3.3 Facteur R et dépendance en centralité

Ne disposant pas encore de simulations réalistes à l'énergie de 2.76 TeV par paire de nucléons, il n'est pas possible de déterminer le facteur R à partir des acceptances obtenues en simulation. Le facteur R est donc ici obtenu uniquement à partir des paires de signes opposées et de même signe reconstruites par mélange d'événements, grâce à la formule 3.7 du chapitre 3. La technique de mélange des événements est la même que celle utilisée dans l'analyse pp, on ajoute cependant une condition supplémentaire. On ne va mélanger que des événements appartenant à la même tranche en centralité. De façon générale, on applique les mêmes coupures et les mêmes sélections aux événements mixés, qu'aux événements non mixés. Il nous est donc possible d'évaluer la valeur du facteur R pour les quatre différentes tranches en centralité qui nous intéressent. La figure 4.16 montre l'évolution du facteur R en fonction de la masse pour une impulsion de la paire de muons inférieure à $1 \text{ GeV}/c$ à gauche et supérieure à $1 \text{ GeV}/c$ à droite. On note déjà une grande différence entre les formes des deux distributions, principalement dans la région des basses masses. Dans la figure de gauche, le facteur R est très supérieur à 1 pour les masses comprises entre 0.7 et $1.7 \text{ GeV}/c^2$, allant dans le sens d'une augmentation là où le bruit de fond est déjà surestimé avec les paires de même signe. La courbe du facteur R pour les impulsions supérieures à $1 \text{ GeV}/c$ suit une forme plus attendue et est inférieure à 1 pour les masses inférieures à $0.9 \text{ GeV}/c^2$. Le résultat à remarquer est qu'aucune dépendance du facteur R avec la centralité de la collision n'est observée quelque soit l'impulsion.

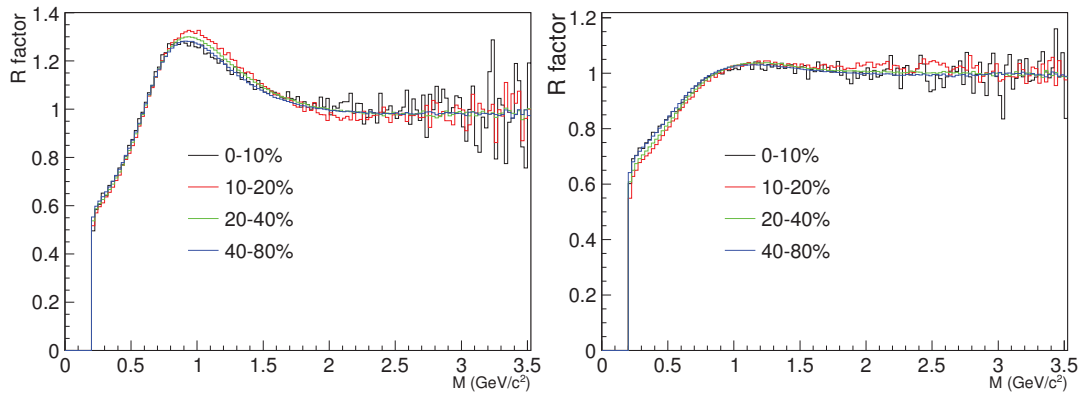


Figure 4.16 – Facteur R en fonction de la masse pour 4 tranches en centralités (en bleu la tranche 0-10%, en rouge la tranche 10-20%, en vert la tranche 20-40%, en violet 40-80%) pour une impulsion de la paire de muons inférieure à 1 GeV/c (à gauche) et supérieure à 1 GeV/c (à droite). La coupure en impulsion est appliquée au niveau des chambres de trajectographie.

4.2.3.4 Validité du mélange d'événements

Maintenant que le calcul du facteur R a été effectué, le bruit de fond évalué avec les paires de même signe pourra être utilisé pour pouvoir normaliser correctement le bruit de fond obtenu avec le mélange d'événements. Il faut cependant s'assurer que notre bruit de fond évalué avec le mélange d'événements donne toujours une description correcte du bruit de fond. Pour cela, on utilise à nouveau la comparaison des paires mixées de même signe avec les paires réelles de même signe. On observe toujours, que le mélange d'événements ne reproduit pas correctement le spectre des dimuons de même signe pour une impulsion de la paire inférieure à 1 GeV/c, comme cela était déjà le cas dans les données pp (la différence semble cependant moins marquée et est surtout visible sur les paires de même signe négatives). Pour les impulsions p_T supérieures à 1 GeV/c, le mélange d'événements reproduit bien le spectre des paires de même signe comme le montre la figure 4.17 et ce pour les 4 tranches en centralités considérées. Cependant, il faut noter, comme pour les plus basses impulsions, un léger désaccord paires réelles versus paires mixées pour les paires de muons (- -), voir figure 4.17 du bas. Ce comportement différent avec le signe du dimuon était aussi légèrement présent dans les données pp. Cette différence pourrait être attribuée aux différentes configurations pour les polarités du champ dans L3 et le dipôle (configuration ++ et configuration --). La différence entre les formes du bruit mixé dans les deux configurations de champ est de l'ordre de 5%.

Le rapport entre les paires mixées de même signe et les paires réelles reste lui aussi compatible à 5% dans la région des basses masses, et cela même pour les paires (- -) où la différence est plus marquée. Il faut donc souligner ici que notre précision de la connaissance du bruit de fond ne sera pas meilleure que 5%. A cela, il faut aussi ajouter les erreurs de normalisation du mélange d'événements qui proviennent des erreurs systématiques sur la détermination du facteur R , qui doivent être encore évaluées à l'aide de simulations.

4.2.3.5 Visualisation du signal

Nous allons donc maintenant chercher à visualiser le signal dans la statistique totale à notre disposition. Dans un premier temps, on n'impose aucune coupure en impulsion transverse sur le

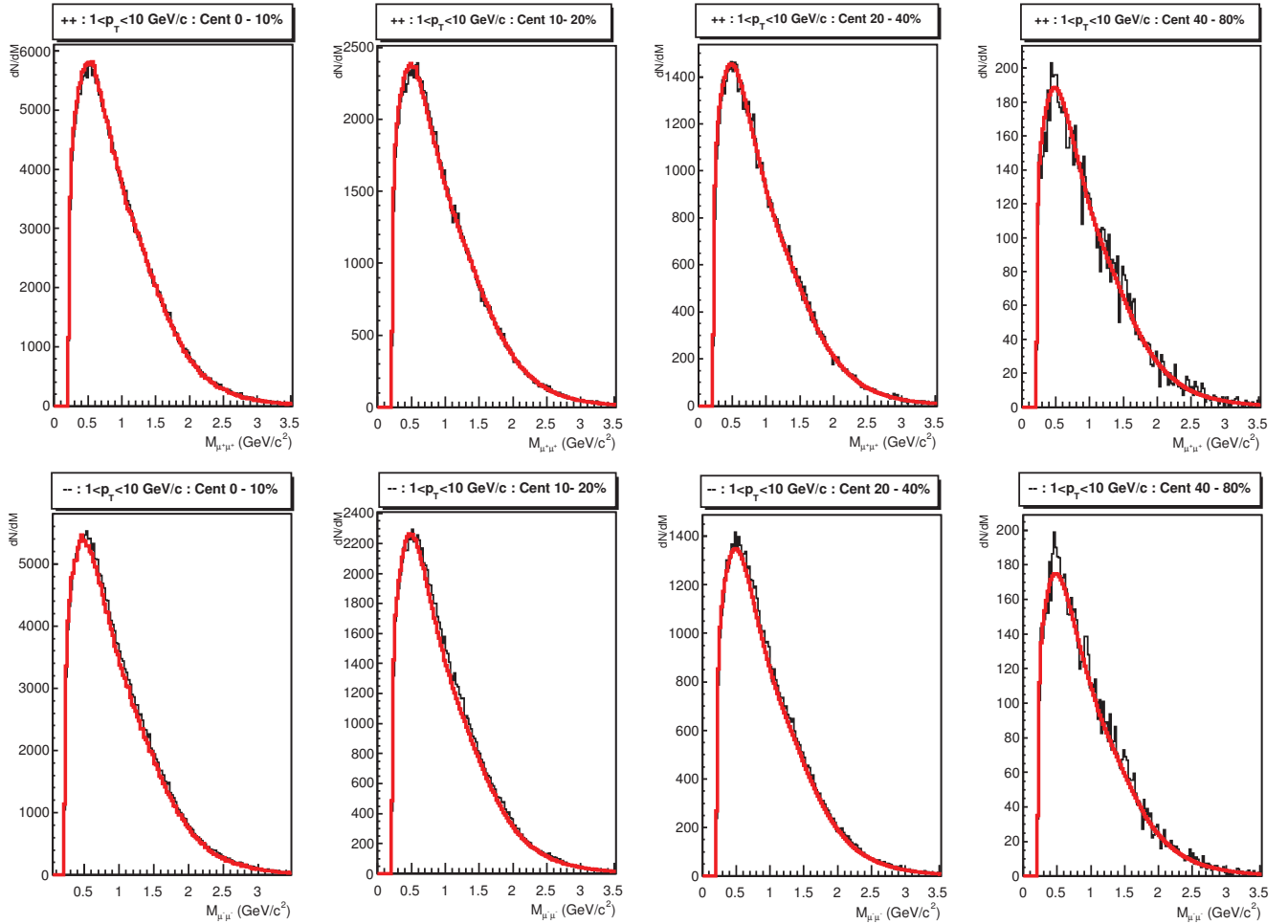


Figure 4.17 – Comparaison entre les dimuons de même signe (en noir) et les paires mixées de même signe (en rouge), pour les dimuons ++ (en haut), et les dimuons - - (en bas), pour 4 tranches en centralité (de la plus centrale à gauche vers la plus périphérique à droite) et pour une impulsion de la paire de muons supérieure à 1 GeV/c (coupure appliquée au niveau des chambres de trajectographie).

dimuon et sur le muon simple. Dans les événements les plus centraux (figure 4.18 du haut), aucun signal n'est visible. Le bruit de fond combinatoire avec les paires de même signe est représenté en bleu et le mélange d'événements est représenté en rouge. Une présence timide du signal est toujours observée dans les collisions les plus périphériques (figure 4.18 en bas à droite) identifié au-dessus du bruit de fond décrit par nos deux méthodes. Il faut souligner que le doublement de la statistique analysée ne rend pas le signal beaucoup plus visible que lors de la première reconstruction.

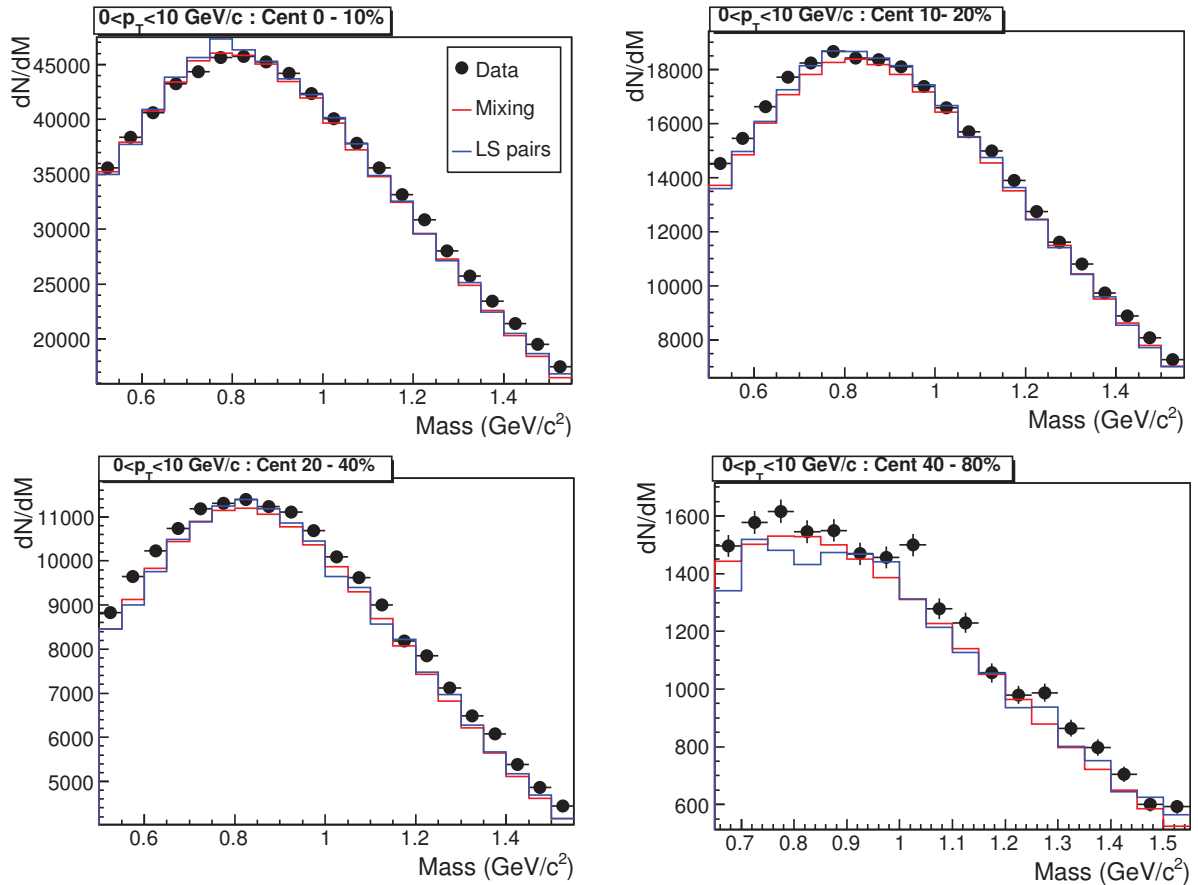


Figure 4.18 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour tout p_T du muon simple et du dimuon pour les 4 tranches en centralité (0-10% en haut à gauche, 10-20% en haut à droite, 20-40% en bas à gauche et 40-80% en bas à droite).

La figure 4.19 présente les mêmes spectres en masse invariante mais pour une coupure à 1 GeV/c sur l'impulsion transverse du dimuon, là où la description du bruit de fond est sous un meilleur contrôle. La présence de signal dans la région en masse du η et du ω est observée dans les collisions les plus centrales (figure 4.19 haut) sans pour autant observer une résonance claire. Nous sommes plutôt en présence ici d'un continuum. Dans la tranche en centralité 20-40% (figure 4.19 en bas à gauche), un léger excès à la masse du ϕ pourrait laisser indiquer sa présence. Le signal reste bien visible dans les collisions périphériques et présente une structure résonante (figure 4.19 en bas à droite).

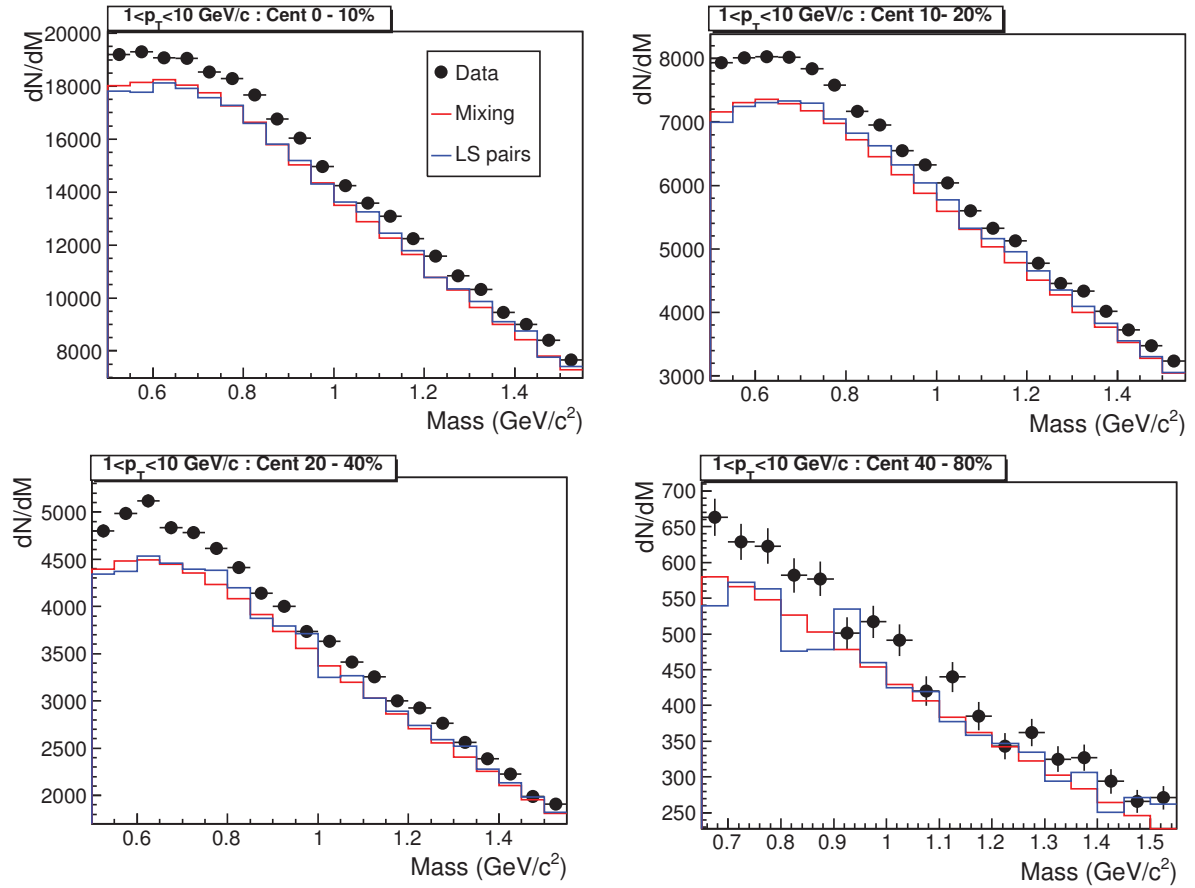


Figure 4.19 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour tous p_T du muon simple et une coupure à 1 GeV/c sur l'impulsion transverse du dimuon (au niveau des chambres de trajectographie) pour les 4 tranches en centralité (0-10% en haut à gauche, 10-20% en haut à droite, 20-40% en bas à gauche et 40-80% en bas à droite).

4.2.3.6 Observer le signal dans les collisions les plus centrales

L'analyse des mésons vecteurs de basses masses nécessite de pouvoir extraire le signal également dans les collisions les plus centrales. Celles-ci sont plus particulièrement intéressantes puisque les effets de milieu y seront plus importants, mais cela correspond aussi aux conditions où l'analyse est la plus délicate à réaliser. Afin de pouvoir s'assurer de la présence du signal dans les collisions les plus centrales, nous allons durcir à nouveau les coupures. La figure 4.20 est obtenue pour les 4 tranches en centralités en demandant une impulsion du muon simple supérieure à 0.5 GeV/c et une impulsion du dimuon supérieure à 1 GeV/c. Ces deux coupures en impulsion sont appliquées au niveau des chambres de trajectographie. La coupure sur le p_T du muon simple améliore le rapport signal sur bruit comme on l'a vu. Un excès est observé au dessus du bruit de fond dans la région en masse à la fois du ω et du ϕ , même dans les collisions les plus centrales (entre 0 et 10% de la section efficace nucléaire PbPb), figure 4.20 en haut à gauche. Dans les collisions périphériques, le manque de statistique rend difficile toute interprétation. Pour les mêmes raisons, on n'appliquera pas de coupure sur l'impulsion du muon simple au delà de 1 GeV/c, car la coupure tue très rapidement toute la statistique, même dans les collisions les plus centrales.

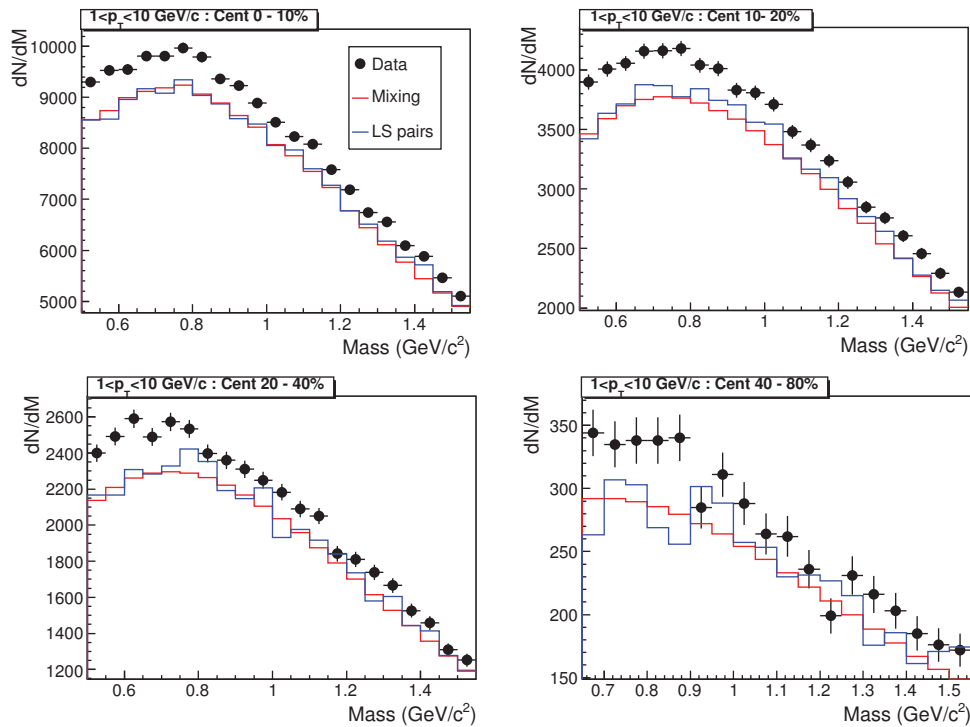


Figure 4.20 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour les impulsions transverses p_T du muon simple supérieures à 0.5 GeV/c et une coupure à 1 GeV/c sur l'impulsion transverse du dimuon pour les 4 tranches en centralité (0-10% en haut à gauche, 10-20% en haut à droite, 20-40% en bas à gauche et 40-80% en bas à droite). Les deux coupures en impulsion sont appliquées au niveau des chambre de trajectographie.

La figure 4.21 montre la présence de petites structures résonantes dans les collisions les plus centrales. On s'attachera à la description donnée par le mélange d'événements pour le bruit de fond (courbe rouge) pour visualiser ces résonances, car la description obtenue avec les paires de même signe présente de plus grandes fluctuations statistiques (courbe bleue). En effet afin d'ob-

tenir ces spectres, les coupures ont été fortement durcies et la perte statistique est conséquente. Ces spectres sont obtenus en imposant une coupure sur l'impulsion transverse du muon simple supérieure à 0.5 GeV/c et une impulsion transverse du dimuon comprise entre 2 et 3 GeV/c.

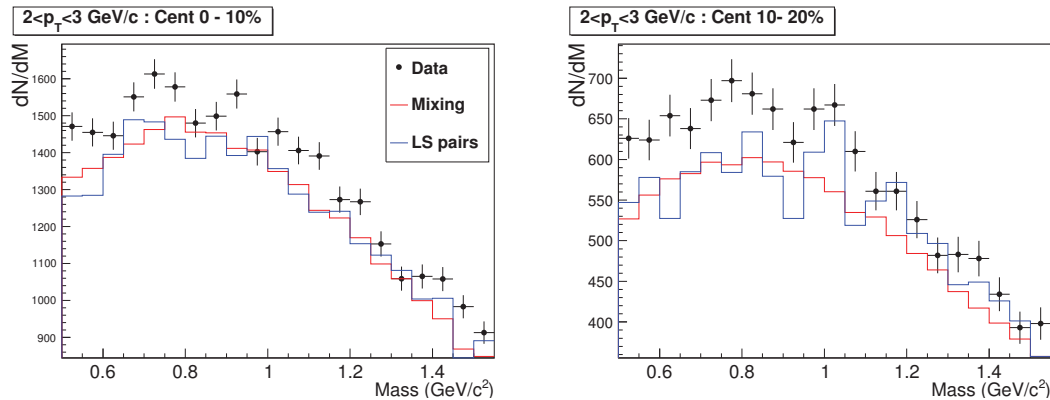


Figure 4.21 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour une impulsion transverse du muon simple supérieure à 0.5 GeV/c et une impulsion du dimuon comprise entre 2 et 3 GeV/c , pour les centralités 0-10% (à gauche) et 10-20%(à droite). Les 2 coupures en impulsion sont appliquées au niveau des chambres de trajectographie.

4.3 Conclusions et perspectives

L'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb dans ALICE à l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV s'avère très ardue à mener. Le signal est pour l'instant uniquement observable en collisions périphériques, et difficilement observable en collisions centrales (des coupures très strictes sont nécessaires et limitent fortement la statistique). La difficulté majeure de l'analyse réside dans la maîtrise du bruit de fond. En effet celui-ci doit être connu avec une très bonne précision, ce qui est loin d'être le cas à présent (plus de 5% de différence entre nos deux méthodes de description du bruit de fond). Certes, une forte augmentation de la statistique devrait réduire cet écart en permettant d'atténuer les fluctuations statistiques dans le bruit de fond décrit avec les paires de même signe. Il ne faut cependant pas oublier que les erreurs systématiques liées à la détermination du facteur R peuvent rester très importantes (elles sont encore à évaluer ici) et que le bruit de fond obtenu avec la technique de mélange des événements n'est pas parfaitement validée (5% de désaccord entre les paires de même signe réelles et celles reconstruites par mélange d'événements en collisions pp). L'étude de l'augmentation de l'étrangeté ou de la fonction spectrale du ρ ne sera pas réalisable avec les seules données collectées en 2010, même après récupération de la statistique totale. Les données collectées en 2011 seront donc cruciales pour voir comment évolue notre précision sur la détermination du bruit de fond. Des méthodes de déconvolution du signal, comme la méthode de déconvolution de Richardson Lucy seront des pistes à explorer. Il ne faut pas non plus négliger l'hypothèse d'une très forte modification du spectre des résonances de basses masses dans les collisions noyau-noyau à ces énergies encore inexplorées et qui pourrait expliquer nos observations actuelles.

Une des premières mesures envisageable une fois le bruit de fond maîtrisé sera l'étude du facteur de modification nucléaire (R_{AA}) de chacune des résonances, pour comparer leurs taux de production entre les collisions Pb-Pb et pp. La première étape de l'analyse consistera en l'ex-

traction des taux de production des différents mésons dans les collisions pp à l'énergie de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV afin d'établir des valeurs de références à la même énergie que pour les collisions Pb-Pb. Remarquons que cette première étape de l'analyse sera déjà compliquée à cause de la faible statistique qui sera collectée à cette énergie (seulement une semaine de prise de données prévue). En ce qui concerne les études du flot elliptique des différentes résonances (études qui nécessitent une grande statistique) plusieurs campagnes de prise de données Pb-Pb seront nécessaires avant de pouvoir réaliser une première mesure.

Une amélioration de la résolution en masse des résonances ainsi qu'un meilleur rejet des désintégrations de pions et kaons seraient un atout indéniable pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses, et le projet d'amélioration du spectromètre à muons, présenté dans le chapitre suivant, est en partie motivé par ces besoins.

Le trajectographe à muons vers l'avant (MFT)

Des études dans le but d'améliorer les sous-détecteurs dans ALICE sont actuellement en cours, aussi bien dans le court terme, lorsqu'il s'agit de simples interventions, au niveau de l'électronique des détecteurs par exemple, ou sur le long terme avec des projets beaucoup plus ambitieux (nécessitant le remplacement de détecteurs complets) qui prendraient place dans l'année 2017 pendant la phase de long arrêt du LHC. Le MFT pour "Muon Forward Tracker" ou trajectographe à muons vers l'avant s'inscrit dans le cadre des modifications qui interviendraient en 2017. Ce projet d'amélioration en est au stade de l'étude de faisabilité physique (qui fait l'objet de ce chapitre et du suivant), et d'études sur sa possible future intégration dans ALICE. Il est à noter qu'un projet d'une telle ampleur nécessitant l'intégration d'un nouveau détecteur complet, le retrait d'autres existants et mettant en jeu des coûts très élevés, requiert des études très poussées et menées en parallèle par différents groupes de recherche, avant de pouvoir être approuvé et soutenu par une collaboration. À la date d'écriture de cette thèse, le MFT n'est pas encore un projet approuvé officiellement par la collaboration ALICE.

5.1 Contexte expérimental

L'amélioration des performances d'un spectromètre à muons grâce à un trajectographe en pixels de Silicium a été proposée par l'expérience NA60 auprès du CERN SPS. L'expérience NA60 fait suite à l'expérience NA50. Une vue schématique de l'appareillage de NA50 est représentée sur la figure 5.1, schéma du haut. L'expérience se consacrait à l'étude des dimuons dans les collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau. Le détecteur était donc constitué logiquement d'un spectromètre à muons (hérité de l'expérience NA10). Près de la région cible, on trouvait des détecteurs de centralité et de contrôle des faisceaux, ainsi qu'un calorimètre électromagnétique. À l'avant du spectromètre à muons, on trouve un pré-absorbeur de 60 cm, situé à 17 cm de la région cible, en oxyde de béryllium et oxyde d'aluminium. Il est suivi d'un absorbeur de 4 m de long en carbone (élément de faible numéro atomique pour minimiser la diffusion multi coulombienne). La trajectoire des muons est courbée par un aimant toroïdal délivrant un champ de 0.51 T [132]. Les chambres à muons étant situées à plus de 5 m du point d'interaction et derrière un absorbeur long de 4 m, les paramètres de la trace muon extrapolée au point d'interaction présentent une grande erreur (bras de levier dû à la distance et diffusion multi-coulombienne modifiant la trajectoire). Cela a bien sûr pour conséquences physiques, une détérioration de la ré-

solution en masse des dimuons, et une incapacité à reconstruire les vertex secondaires des sources de muons non prompts.

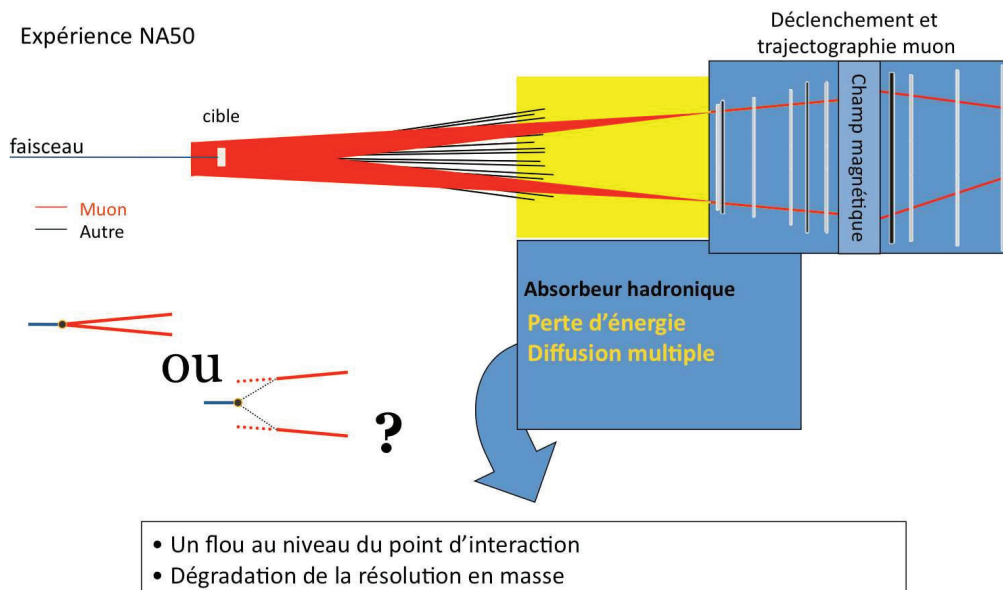


Figure 5.1 – Vue schématique de l'expérience NA50 [133].

Passage à NA60 : ajout d'un trajectographe en pixels de Si

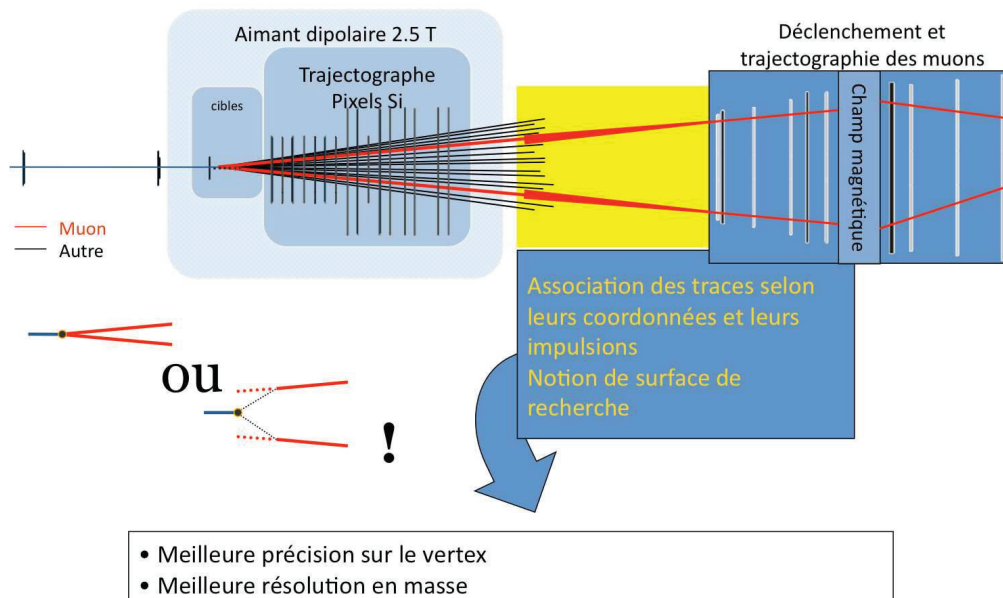


Figure 5.2 – Vue schématique de l'expérience NA60 [133].

La solution alors envisagée, lors du passage à l'expérience NA60 (schéma de la figure 5.2), pour améliorer les performances physiques du spectromètre, a été l'ajout d'un télescope à vertex (VT) accompagné d'un aimant dipolaire délivrant un champ de 2.5 T englobant totalement le té-

lescope. Le rôle de cet aimant est essentiel car il permet la détermination de l'impulsion des particules dans les plans de pixels, et augmente l'acceptance des muons possédant une faible impulsion transverse dans le spectromètre. Les 16 plans de détection du télescope sont placés entre 6.6 cm et 31.2 cm des cibles. La taille des pixels dans le dispositif de NA60 est de $450 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ dans le plan transverse pour une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ de Silicium et de $750 \mu\text{m}$ d'électronique de lecture [86]. L'association des traces du télescope avec les traces du spectromètre à muons était réalisée grâce aux coordonnées et aux impulsions mesurées par les deux appareillages. La présence d'un fort champ magnétique dans la région des plans est donc nécessaire pour permettre cette association en impulsion. Le critère utilisé pour caractériser une bonne association est la coupure sur la grandeur χ^2 définie comme :

$$\chi^2 = \frac{(k_x^{VT} - k_x^{PC})^2}{\sigma_{k_x^{VT}}^2 + \sigma_{k_x^{PC}}^2} + \frac{(k_y^{VT} - k_y^{PC})^2}{\sigma_{k_y^{VT}}^2 + \sigma_{k_y^{PC}}^2} + \frac{(c^{VT} - c^{PC})^2}{\sigma_{c^{VT}}^2 + \sigma_{c^{PC}}^2} \quad (5.1)$$

avec les notations $k_{x,y}$ qui représentent les pentes dans les directions x et y et c la courbure (inverse de l'impulsion). Les $\sigma_{k_{x,y},c}$ sont les erreurs associées à ces grandeurs. Les informations cinématiques des traces sélectionnées par le test sur le χ^2 sont combinées avec les informations données par le spectromètre pour construire une trace globale. La plupart des muons provenant des désintégrations π et K vont être rejetés lors de cette étape, améliorant ainsi le rapport signal sur bruit. Cependant de mauvaises associations peuvent avoir lieu ("fake matches"), conduisant à des sources de bruit de fond supplémentaires. La figure 5.3 de gauche montre la distribution en χ^2 des bonnes et mauvaises associations et justifie l'utilisation du critère χ^2 pour la sélection des traces, car les deux distributions présentent des comportements bien différents. La figure 5.3 de droite indique l'évolution du rapport signal/bruit ainsi que de la fraction de signal qui survit à la coupure en χ^2 .

Une fois cette étape d'association des traces accomplie, les performances du nouvel appareillage peuvent être évaluées en simulation et dans les données. Les résultats principaux obtenus concernent la mesure de l'offset et l'amélioration de la résolution en masse des dimuons. On reviendra en détail sur les résultats attendus grâce à l'ajout d'un trajectographe vers l'avant dans la section sur les motivations physiques. Il convient tout d'abord de définir ce qu'est l'offset. L'offset est une distance qui se mesure dans le plan transverse à l'axe du faisceau. Elle correspond à la distance entre le vertex et l'extrapolation de la trace muon dans le plan transverse au vertex comme le montre le schéma 5.4. Cette quantité nous renseigne sur la distance de vol d'une particule avant sa désintégration. L'offset dans NA60 est donc assimilable à la variable DCA dans ALICE définie au chapitre 3.

Grâce à cette mesure, on peut en simulation obtenir les distributions en offset des dimuons dit prompts (la particule ne vole pas et se désintègre à proximité immédiate du vertex) et des muons qui proviennent de processus de charme ouvert (figure 5.5).

Cette distribution permet de séparer les deux principales contributions dans la région des masses intermédiaires¹, au spectre dimuon. Un autre résultat marquant, amené par le télescope, correspond à l'amélioration de la résolution en masse des résonances dimuons. La figure 5.6 montre que l'amélioration de la résolution en masse du méson ω est de plus d'un facteur trois.

NA60 n'est pas la seule expérience à avoir adopté cette technologie, la collaboration STAR ainsi que la collaboration PHENIX ont fait un choix similaire, pour améliorer leurs détecteurs actuels. Le détecteur PHENIX répond aux spécificités de l'étude des collisions d'ions lourds mais aussi à celles des collisions de protons polarisés, afin d'étudier la structure de spin du nucléon. Le

1. cette région correspond à la zone en masse entre le ϕ et le $J\psi$

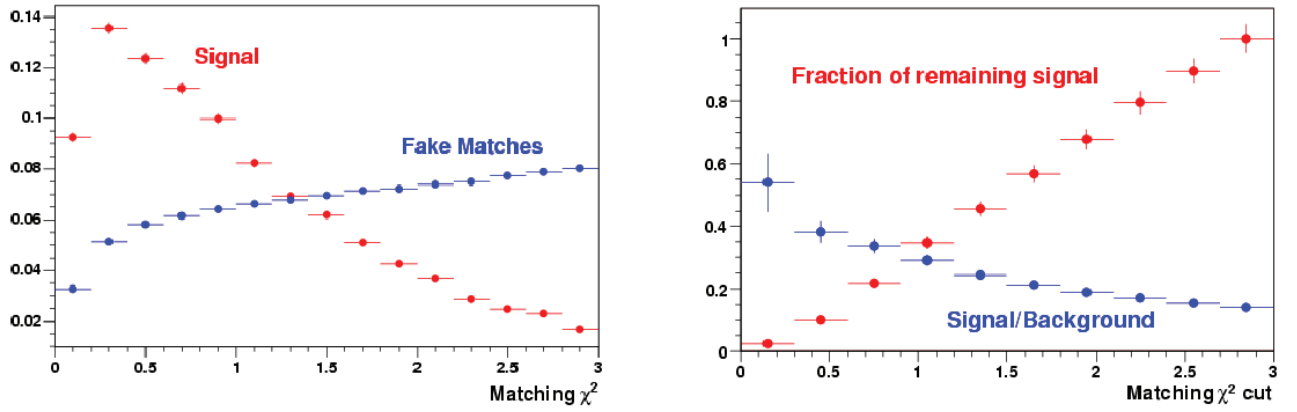


Figure 5.3 – À gauche : distributions du χ^2/NDF pour les bonnes et mauvaises associations. À droite : rapport du signal dimuon sur le bruit de fond et fraction du signal restant en fonction de la coupure sur le χ^2 , dans l'expérience NA60. [134].

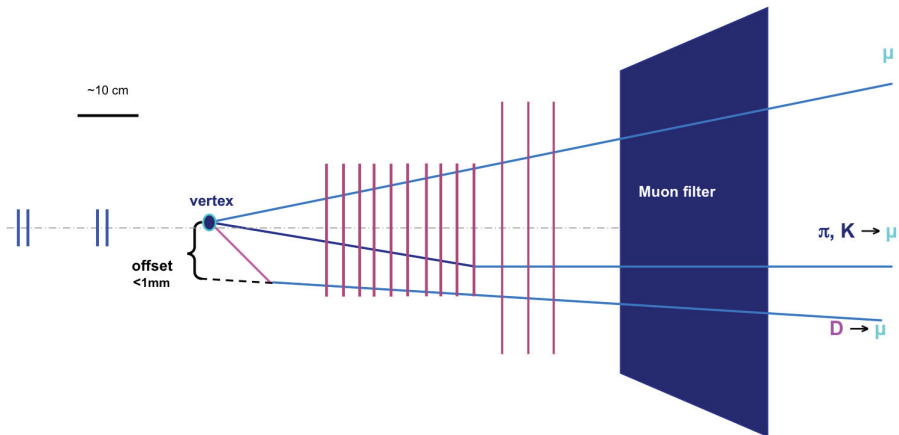


Figure 5.4 – . Vue schématique du télescope de NA60. Illustration du concept d'offset [135].

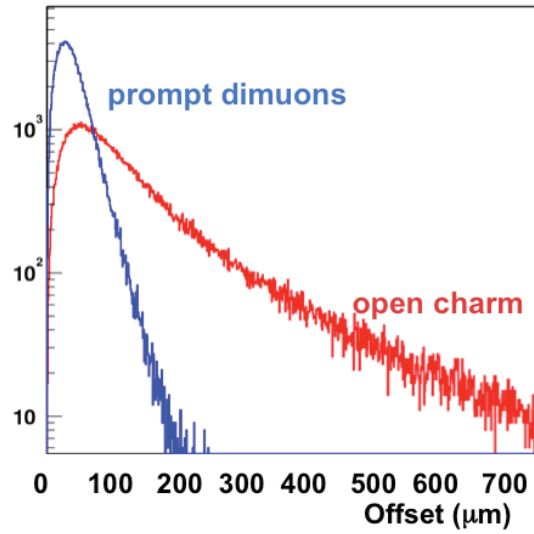


Figure 5.5 – Résultat des simulations de la distribution en offset des dimuons prompts (bleu) et des muons provenant de la désintégration de charme ouvert pour l'expérience NA60 [135].

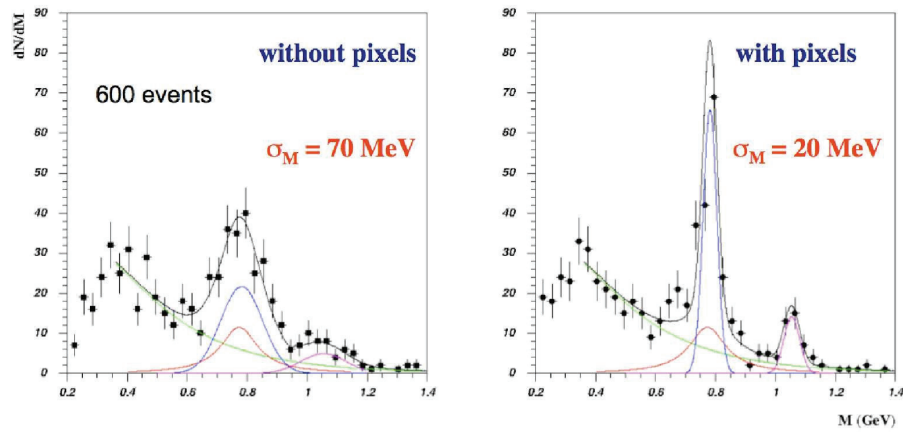


Figure 5.6 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés dans la région des basses masses dans l'expérience NA60, sans utiliser l'information apportée par le nouveau trajectographe (à gauche), et avec les informations apportées par le nouveau trajectographe (à droite) [136].

détecteur est constitué de détecteurs globaux pour caractériser la collision, de deux spectromètres à mi-rapidité pour la mesure des électrons, hadrons et photons et de deux spectromètres à muons (situés à l'avant et à l'arrière) [137]. Un des projets de modification dans PHENIX concerne l'ajout d'un nouveau spectromètre à vertex. Il est situé à la place du détecteur de multiplicité et de vertex. Il se compose d'une partie centrale (VTX) et d'une partie vers l'avant et vers l'arrière (FVTX), (figure 5.7) [137]. Le détecteur central est constitué de 4 couches de détection. Les deux premières sont en pixels de Silicium de taille $50\ \mu\text{m} \times 425\ \mu\text{m}$ et d'une épaisseur de $150\ \mu\text{m}$. Il est intéressant de noter que la première couche est située à un rayon de 2.5 cm, soit très proche du tube faisceau qui possède un rayon de 2 cm. Les deux couches suivantes sont des pistes de Silicium de taille $80\ \mu\text{m} \times 1000\ \mu\text{m}$ et de $650\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La longueur de cette dernière couche est de 38 cm. Les détecteurs vers l'avant et vers l'arrière ($1.2 < |\eta| < 2.2$) débutent donc à partir de cette distance et s'étendent jusqu'à 80 cm [138]. Ils sont constitués de 4 plans en piste de Silicium, qui couvrent l'acceptance du spectromètre. La taille des pistes est de $75\ \mu\text{m}$ dans la direction radiale et varie de 2.8 mm à 12.1 mm dans la direction ϕ (couverture angulaire de 3.75°). Cela permet d'atteindre une résolution sur l'offset (ou DCA) de $100\ \mu\text{m}$ dans le plan (r-z) et des taux d'occupation en collisions Au-Au inférieurs à 2.8% [139].

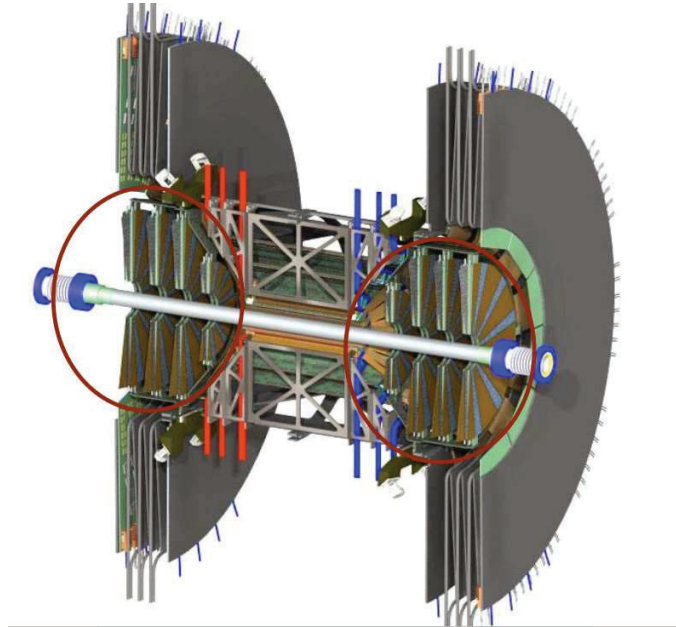


Figure 5.7 – Illustration du nouveau détecteur à vertex (VTX + FVTX) dans l'expérience PHENIX [137].

Les motivations physiques d'un tel ajout sont similaires à celles de NA60 pour la physique des dimuons (figure 5.8) et seront détaillées dans le paragraphe suivant. Il possède des motivations physiques supplémentaires liées à la physique des collisions pp polarisé.

En effet, il permettra de couvrir une plus large gamme de x de Bjorken et de déterminer la polarisation des gluons dans cette gamme grâce à la mesure des saveurs lourdes. La mesure directe d'une asymétrie de spin dans la production de la beauté sera possible. Le bruit de fond sera aussi mieux rejeté permettant la mesure des bosons W et Z [139]. De nouveaux trajectographes, selon le même principe, sont aussi en phase de recherches et développements, pour les futurs accélérateurs linéaires, comme ILC (International Linear Collider) ou pour la future expérience CBM auprès de l'accélérateur FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research).

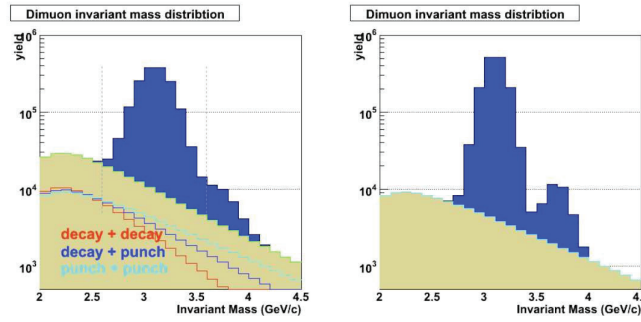


Figure 5.8 – Masse invariante des dimuons simulée pour des collisions pp avant (gauche) et après (droite) application de coupures au vertex grâce au FVTX pour rejeter le bruit dû aux désintégrations des mésons légers. La résolution en masse du J/ψ et du ψ' est améliorée de 150 MeV à 100 MeV [139].

5.2 Faisabilité dans ALICE

La configuration et la géométrie actuelle de ALICE amènent des questions supplémentaires concernant la faisabilité de l'ajout d'un trajectographe. Les différences avec NA60 par exemple sont en effet nombreuses. Dans ALICE, le champ délivré par l'aimant L3 dans le tonneau central est de seulement 0.5 Tesla en valeur nominale et est solénoïdal. Son orientation est la même que celle de l'axe du faisceau (axe Z) et il n'existe pas de dipôle à fort champ dans la région du futur trajectographe. Cela implique une faible déviation des particules émises à petits angles vers l'avant, et donc une difficile détermination de leurs impulsions dans le plan transverse (X,Y). La variable impulsion est cependant, comme on l'a dit, importante pour l'étape d'association des traces (voir équation 5.1). Une méthode différente devra donc être proposée. Un autre point crucial est la multiplicité de particules chargées attendue dans la région du trajectographe. Dans NA60, les multiplicités atteintes en collisions centrales In-In à 158 A.GeV étaient de 181.5 ± 0.8 , en valeur maximale [140]. Il faut tout de même noter que NA60 étant une expérience sur cible fixe, les particules vont être émises de façon anisotrope, vers l'avant. Les multiplicités attendues dans ALICE en collisions Pb-Pb centrales à l'énergie nominale de 5.5 TeV par paire de nucléons pourront être jusqu'à 20 fois supérieures selon les modèles. Une première mesure de la multiplicité dans les collisions Pb-Pb centrales à 2.76 A.TeV dans ALICE (1584 ± 4 (stat) ± 76 (syst) à mi-rapacité [57]) permet cependant de relativiser cette valeur, qui semble être une limite haute. De plus le nombre de particules émises vers l'avant est moins important, l'angle solide d'émission des particules étant de 4π stéradians. Encore une fois, la grande multiplicité s'avère un obstacle pour l'étape d'association des traces entre le spectromètre et le MFT. Une étude poussée de la multiplicité et notamment de l'influence de l'environnement d'ALICE (tube faisceau, absorbeur, structure) sur la multiplicité est donc nécessaire. Cependant un des avantages de ALICE par rapport à NA60 est que ALICE va pouvoir bénéficier des nombreuses avancées qui ont eu lieu dans la recherche et le développement de nouvelles technologies de pixels : taille et épaisseur plus petites, électronique de lecture rapide, tolérance aux radiations...

5.3 Motivations physiques

Les motivations physiques de l'ajout du trajectographe dans ALICE sont très similaires à celles avancées dans NA60, et vont principalement concerner la physique des muons. D'autres

intérêts plus généraux seront aussi développés. Elles vont concerner tous les différents types de systèmes qui seront étudiés dans ALICE : collisions pp, p-Pb, Ca-Ca et Pb-Pb.

5.3.1 Physique des dimuons

La détection des quarkonia avec l'actuel spectromètre à muons de ALICE est actuellement limitée par la présence du long absorbeur hadronique utilisé pour réduire le flux de hadrons. Les effets de pertes d'énergie et de diffusion multi-coulombienne à la traversée de celui-ci dégradent la résolution en masse mesurée par le spectromètre. Le MFT va améliorer la résolution en masse, grâce à une meilleure détermination de l'angle d'ouverture des dimuons. La mesure du DCA, va conduire à une meilleure compréhension du spectre dimuon. En effet, les quarkonia (bottomonia) qui proviennent de la collision (dits prompts), ont des temps de vols avant désintégrations beaucoup plus courts que les mésons légers pions et kaons, voir tableau 5.1. La mesure du DCA permettra donc de séparer les muons provenant des π et K des muons provenant des quarkonia. Lors de l'association des traces du MFT avec les traces du spectromètre, les muons provenant de désintégrations de π et K dans les plans du MFT ou dans l'absorbeur vont aussi être identifiés, de par les changements dans la cinématique des muons induits par la désintégration. Une amélioration du rapport signal sur bruit est donc attendue dans tout le spectre dimuon, conduisant ainsi à une meilleure sensibilité aux dimuons thermiques.

Particule	$c\tau$
J/ψ , Υ	2150 fm, 3704 fm
Charme (D^0 , D^\pm)	123 μm , 312 μm
Beauté (B^0 , B^\pm)	457 μm , 491 μm
Kaons et pions	4 m, 7 m

Tableau 5.1 – Distance de vol de différentes particules se désintégrant en muons [6].

La mesure du vertex secondaire des mésons B, nécessite d'atteindre une résolution au vertex inférieure à 500 microns, ce que permet de faire le MFT. La production directe des charmonia (J/ψ et ψ') pourra être séparée des contributions provenant de la désintégration des mésons B qui représentent 20% des J/ψ et 40% des ψ' . Le J/ψ est un méson vecteur qui est une sonde très sensible aux effets de matière dense créé dans les collisions d'ions lourds, comme on l'a vu au chapitre 1. Sa suppression nécessite des mesures très précises rendues possibles grâce au MFT, ainsi qu'une mesure précise des saveurs lourdes ouvertes afin de comprendre les effets de recombinaison. En effet, puisque les J/ψ produits par recombinaison ont des distributions cinématiques différentes des J/ψ prompts, la contribution provenant de la recombinaison peut ainsi être comprise. La mesure des J/ψ qui proviennent du B jusqu'à $p_T = 0$ GeV/c et pour les rapidités $2.5 < y < 4$ sera la seule effectuée au LHC. Elle est en effet réalisable dans le tonneau central de ALICE pour $|y| < 0.9$ et dans CMS pour $1.6 < y < 2.4$. L'amélioration de la résolution du spectromètre conduira à une meilleure séparation du J/ψ et du ψ' . La mesure du ψ' mais aussi du χ_c sont importantes pour comprendre les effets d'écrantage de Debye. Ces mésons ont des rayons d'écrantage différents, donc la mesure de leurs suppressions va nous renseigner sur le moment où l'écrantage de Debye devient important. De plus le ψ' et le χ_c contribuent à la production de J/ψ par décroissance. Comprendre la suppression du ψ' et du χ_c est donc nécessaire pour comprendre les mécanismes de suppression du J/ψ . L'amélioration des résolutions en masse permettra aussi, une meilleure séparation des différents états excités de la résonance Υ , mais aussi une meilleure séparation entre les mésons vecteurs de basse masse (ρ/ω et ϕ). L'amélioration sera en effet encore

plus significative à basse masse et donc à basse impulsion transverse, là où la diffusion multiple détériore le plus la trajectoire de la particule. L'étude de la restauration de la symétrie chirale à travers l'étude de la fonction spectrale du ρ est un argument physique fort pour motiver l'ajout du MFT. La difficulté de réaliser une telle étude avec le spectromètre à muons dans sa configuration actuelle a en effet été montrée dans le chapitre 4.

5.3.2 Physique du charme et de la beauté

La mesure du DCA permet aussi la séparation des contributions du charme ouvert et de la beauté ouverte dans le canal de désintégration en muon simple. Les mesures des sections efficaces totales du charme (et de la beauté) pourront ainsi être réalisées de façon directe et permettront de mettre en évidence ou non, une possible augmentation de la production de charme (ou beauté). La mesure précise du charme ouvert permet aussi la compréhension de la production des paires $c\bar{c}$ dans l'état initial. Les mesures des quarks lourds simples comparées à la mesure des quarkonia permet de comprendre l'écrantage des gluons (gluon shadowing) ou les effets de saturations dans les collisions p-noyau. Le MFT permettra en effet, les mesures à très faible x , accédant ainsi à la région d'écrantage. Les quarks lourds simples permettent ainsi une mesure complémentaire à celle apportée par les quarkonia, car les distributions des gluons dans l'état initial sont identiques, mais les états finaux différents. En effet, les quarkonia et les quarks lourds célibataires vont subir les effets de perte d'énergie et de diffusions multiples, mais seuls les quarkonia vont subir des effets d'absorption nucléaire. Actuellement, les contributions du charme et de la beauté sont extraites du spectre inclusif des muons simples à l'aide de simulations MONTE CARLO, avec les erreurs systématiques que cela comporte. La mesure du DCA conduira ainsi à une mesure directe de ces contributions, enlevant la dépendance à un quelconque modèle. Le MFT permettra également une extension de l'analyse à plus petit p_T grâce au rejet des muons simples issus de la décroissance des pions et kaons.

5.3.3 Caractéristiques globales des événements

Le MFT, avec les technologies actuelles envisagées conduira à une mesure directe de la multiplicité événement par événement, dans l'acceptance du spectromètre, sans faire appel à des modèles MONTE CARLO. Les informations données par le MFT permettront également de mesurer le plan de la réaction pour des mesures de flot effectuées dans le tonneau central, évitant ainsi les auto-corrélations, puisque la région en rapidité du MFT ne recouvre pas celle du tonneau central.

5.4 Caractéristiques du MFT

5.4.1 La simulation de l'appareillage

Les plans occuperont l'espace disponible entre l'ITS et le début de l'absorbeur comme le montre la figure 5.9. Les détecteurs T0 et FMD occupant actuellement une partie de cet espace, il sera nécessaire de les enlever. Le trajectographe se propose d'effectuer les mêmes mesures de multiplicité que le FMD, tout en procurant des informations supplémentaires de trajectographie. Le T0 donne le temps de référence de la collision pour le détecteur TOF, et il faudra pallier la perte de cette fonctionnalité. Dans sa configuration actuelle, tel qu'il a été implémenté dans AliRoot, le télescope se compose de 5 disques de Silicium, voir figure 5.10. La construction des classes dans le logiciel, notamment pour la description de la géométrie, a été réalisée sur le modèle des classes du détecteur VZERO. Il fonctionne comme n'importe quel détecteur sensible. A leurs passages, les particules déposent de l'énergie (ou HITS) dans le détecteur. Ces HITS

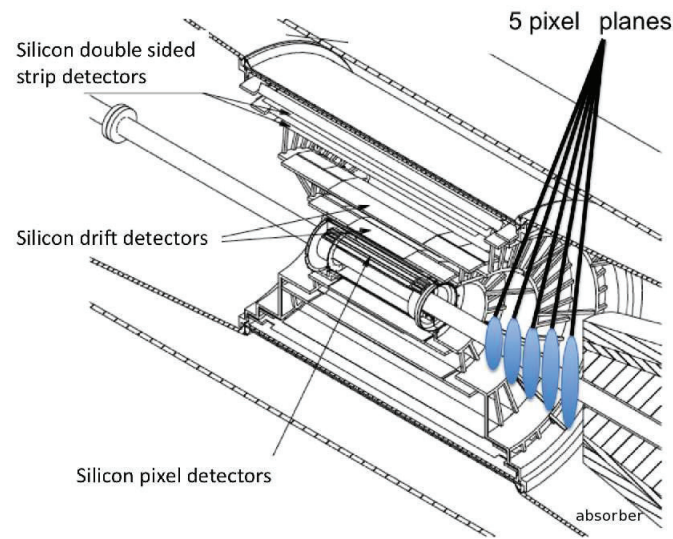


Figure 5.9 – Vue schématique de l’implantation des plans de pixels entre l’absorbeur hadronique et l’ITS [71].

sont convertis en DIGITS afin de prendre en compte la réponse du détecteur. Les informations contenues dans le DIGIT sont par exemple, le numéro du plan, le numéro du pixel dans le plan ainsi que ses coordonnées et sa taille. Une clusterisation sommaire a aussi été ajoutée par la suite afin de permettre d’implémenter un algorithme de description de la trajectoire des particules. Le matériau simulé est du Silicium pur, de longueur de radiation $X_0 = 9.36$ cm [6]. Différentes tailles et épaisseurs de pixels ont été utilisées pour les différentes simulations, et seront précisées pour chaque simulation.

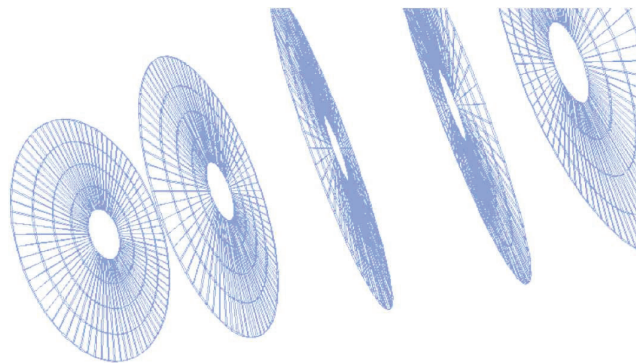


Figure 5.10 – Les 5 plans du MFT dans le logiciel de simulation AliRoot modifié.

La configuration adoptée, à 5 plans, est une configuration qui permettra à l’avenir de développer un algorithme de trajectographie indépendant dans les plans. Les fonctions utilisées pour la reconstruction de la trajectoire nécessitent en effet cinq paramètres, soit au minimum les mesures de 3 plans. Les deux plans additionnels ont pour but de suppléer les plans inefficaces et d’améliorer les paramètres de reconstruction de la trajectoire. Le nombre de plans doit cependant être limité afin de minimiser l’épaisseur de Silicium traversée et donc la diffusion multi-coulombienne.

La détermination du nombre de plans optimal nécessitera des études supplémentaires.

5.4.2 Localisation des plans

Le trajectographe à muons vers l'avant couvre la même acceptance que le spectromètre à muons, soit une couverture angulaire entre 171° et 178° , et un domaine en pseudo-rapacité de $-4 < \eta < -2.5$. Les plans sont régulièrement espacés entre 50 cm et 82 cm à partir du point d'interaction. Quelques centimètres d'espacement ont été laissés entre le dernier plan et le détecteur VZERO (situé à 90 cm). Les rayons internes et externes des plans sont reportés dans le tableau 5.2 .

Numéro du plan	Z (cm)	Rmin (cm)	Rmax (cm)
Plan 1	-50	1.80	8.00
Plan 2	-58	2.00	9.25
Plan 3	-66	2.30	10.40
Plan 4	-74	2.50	11.70
Plan 5	-82	2.80	12.90

Tableau 5.2 – Tableau présentant la position en Z, les rayons interne R_{min} et externe R_{max} des 5 plans de pixels.

La position du premier plan sera limitée par son rayon interne (permettant la couverture angulaire à partir de 2°), qui est lui-même contraint par la taille du tube faisceau. On a vu précédemment que le tube faisceau avait un rayon interne de 2.90 cm et une épaisseur de 800 μm de Béryllium. Afin de positionner le premier plan au plus proche du point d'interaction, il faut donc diminuer le rayon du tube actuel. Le problème du tube et de sa géométrie sera discuté dans la section 5.5.2.

5.4.3 La digitalisation des HITs

La digitalisation des plans est réalisée de façon virtuelle, après la simulation des HITs. A l'heure actuelle, le plan de pixels est simulé comme étant une seule entité. Cela est un moyen rapide pour simuler des DIGITs avec des tailles de pixels différentes, et cela à partir de la même simulation initiale. Un quadrillage virtuel est ensuite appliqué sur le plan, de taille variant avec la taille des pixels. Lorsqu'un HIT intervient dans un des carreaux du quadrillage, les coordonnées qui lui sont attribuées sont celles du centre du carreau, et l'erreur sur les coordonnées est calculée comme étant :

$$\sigma_{X,Y} = \frac{(\text{taille du pixel})_{X,Y}}{\sqrt{12}} \quad (5.2)$$

Une simulation avec une paramétrisation de HIJING pour produire une multiplicité de 2000 particules à mi-rapacité par événement (soit environ 1200 particules primaires chargées par unité de pseudo-rapacité dans l'acceptance du spectromètre), a été réalisée afin d'arroser rapidement toute la surface des plans. Un moyen simple de vérifier que la digitalisation fonctionne correctement est de comparer les coordonnées du HIT et du DIGIT créé à partir du même HIT. La différence de ces deux grandeurs doit être comprise entre $\frac{-\text{taille du pixel}}{2}$ et $\frac{\text{taille du pixel}}{2}$ pour chaque coordonnée X et Y individuellement, comme le montre la figure 5.11 (valeurs de l'overflow et de l'underflow à 0), pour des pixels de taille 50 μm par 50 μm . La valeur du RMS ("Root Mean Square") de la distribution est en accord avec l'équation 5.2.

La distance moyenne entre deux digits peut ainsi être évaluée, donnant une première estimation qualitative des taux d'occupations. Cette valeur a été évaluée à 1.2 mm (figure 5.12) dans le

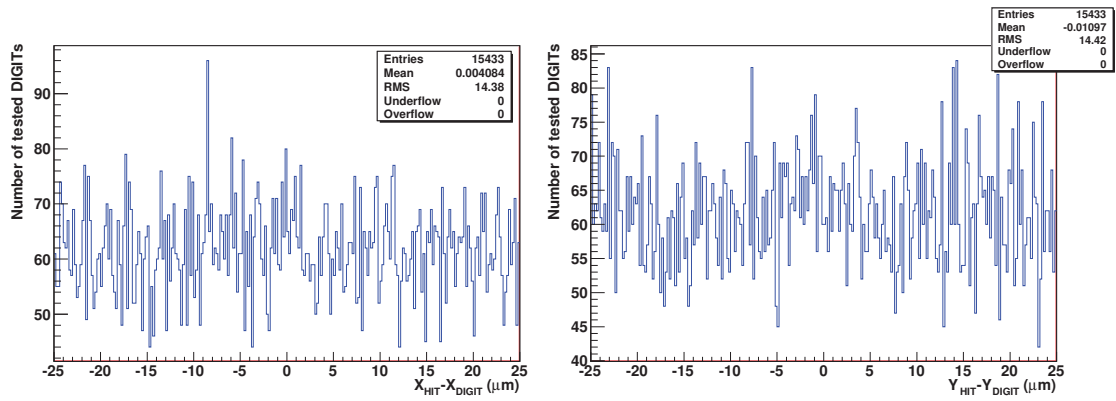


Figure 5.11 – Différence entre la coordonnée du HIT et la coordonnée du DIGIT reconstruit, à gauche pour la coordonnée X, et à droite pour la coordonnée Y.

plan de pixels le plus proche du point d'interaction, et toujours pour des pixels de taille $50\ \mu\text{m}$ par $50\ \mu\text{m}$.

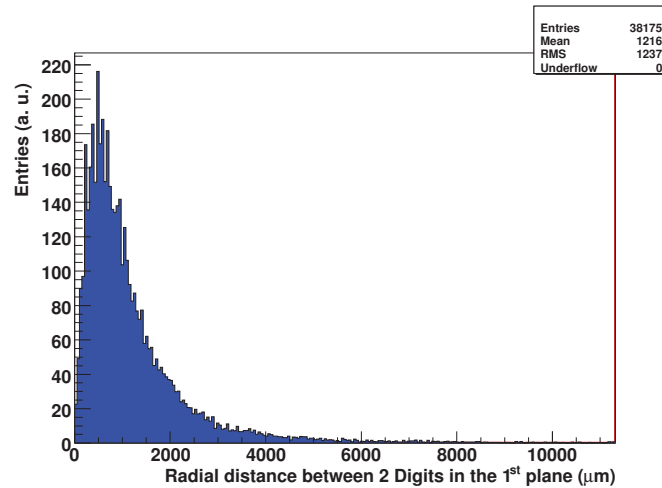


Figure 5.12 – Distance inter-DIGITs dans le plan (X,Y) pour le premier plan de pixels.

5.5 Etude de multiplicité

Dans ALICE, les multiplicités atteintes en collisions Pb-Pb centrales peuvent s'avérer critiques quant à la faisabilité du projet de trajectographe. En effet, cela nous conduit à de nombreuses interrogations : les taux d'occupation dans les plans de pixels sont-ils raisonnables ? L'association des traces dans le spectromètre avec celles reconstruites dans le MFT sera-t-elle possible ? Une étude de la multiplicité dans les plans, et notamment de l'influence de l'environnement des plans (ITS, tube faisceau) sur la multiplicité d'impacts détectés dans le MFT est donc nécessaire.

5.5.1 Multiplicité dans les plans de pixels

Afin de réaliser cette étude, on se place dans les conditions les plus pessimistes, quant à la multiplicité attendue en collisions Pb-Pb centrales, à l'énergie nominale du LHC, soit 6000 particules primaires chargées à mi-rapidité avec le générateur HIJING. Le même événement central, de paramètre d'impact 0.27 fm a été simulé, dans deux environnements différents. Dans le premier cas, le tube faisceau est présent. Il s'agit d'un cylindre en Béryllium dont le rayon a été réglé à 1.1 cm afin de laisser un peu d'espace libre entre le premier plan, de rayon minimal $R_{min} = 1.8$ cm et le tube. L'épaisseur du tube a été conservée égale à celle de sa taille actuelle, soit 800 μm . Dans le second cas, le tube faisceau n'est pas simulé. Pour ces premières simulations, l'épaisseur des plans utilisée était de 750 μm , valeur proche de celle des pixels de NA60, la nécessité d'avoir des plans très fins n'ayant pas encore été démontrée. On utilisera ici directement les HITs, puisque seuls les taux de comptage de particules nous intéressent. Le nombre total d'impacts dans chacun des 5 plans de pixels pour les deux simulations est reporté dans le tableau 5.3.

	plan 1	plan 2	plan 3	plan 4	plan 5
pas de tuyau	5372 ± 73	5605 ± 74	5638 ± 75	5866 ± 77	6017 ± 77
tuyau cylindrique réduit en rayon	9520 ± 97	11943 ± 109	14167 ± 119	17300 ± 132	19331 ± 139

Tableau 5.3 – Nombre total d'impacts (particules primaires et secondaires) dans les 5 plans de pixels, dans le cadre de la même simulation Pb-Pb centrale sans tuyau et d'une simulation avec tuyau réduit en diamètre.

Les distributions des impacts dans les plans selon le plan (X,Y) sont aussi intéressantes puisqu'elles permettent d'évaluer visuellement les zones à plus forte densité d'impacts (figure 5.13), situées au plus proche du tube faisceau.

Dans la suite, on utilisera le terme particules primaires et particules secondaires. Les particules primaires sont définies comme étant les particules promptes produites lors de la collision, ainsi que leurs produits de désintégration, excepté les produits provenant de la désintégration faible des particules étranges [141]. Les particules secondaires vont être produites lors de l'interaction des particules primaires avec la matière environnante. Elles ne sont pas les témoins directs de la collision. Il convient donc de limiter leur création au maximum. Ce que l'on apprend des figures 5.13 et du tableau 5.3, est que le tube faisceau usuel est à l'origine de la production en grande quantité de ces particules secondaires (augmentation de plus d'un facteur 3 du nombre particules par rapport à la même simulation sans tuyau). En effet, le trajectographe couvre les petits angles, pour lesquels les particules vont traverser de 5 mm de Béryllium à 9° jusqu'à 23 mm de Béryllium à 2° (soit environ 7 % de la longueur de radiation). Les particules atteignant le trajectographe doivent également traverser les bagues qui permettent de connecter différents tronçons de tube faisceau entre eux. L'une de ses bagues est située juste à l'avant du premier plan de pixels et est également à l'origine de la production de particules secondaires. Pour minimiser ces effets de traversée de matière, une géométrie conique a été proposée pour le tuyau et la bague située devant le premier plan de pixels a été ôtée. Les particules ne traversent alors qu'une fenêtre de 800 μm de Béryllium en moyenne, quel que soit leur angle d'émission.

5.5.2 Un tuyau de forme conique

D'un point de vue qualitatif, il est assez facile de comprendre l'impact qu'aurait l'utilisation d'un tuyau conique plutôt que cylindrique grâce à la figure 5.14 qui montre le budget de matière

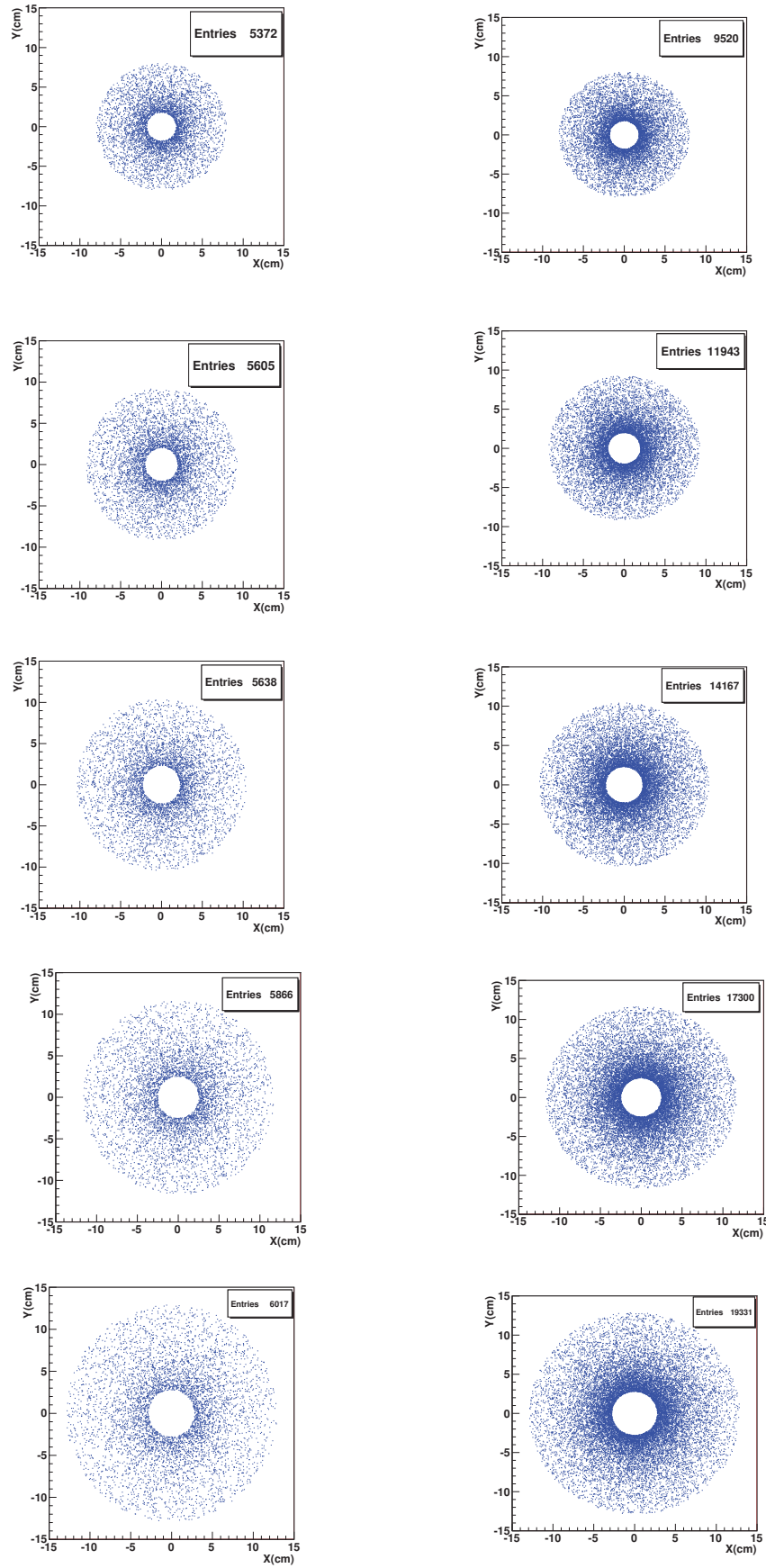


Figure 5.13 – Distributions des impacts dans les 5 plans de pixels du MFT selon le plan (X,Y).
Gauche : en présence du tube faisceau. Droite : avec le tube faisceau cylindrique (diamètre réduit).

(X/X_0) en fonction de la pseudo-rapidité, pour les détecteurs centraux. L'influence du tube a été extrapolée dans la zone couverte par le spectromètre. Le budget de matière induit par l'utilisation d'un cône est alors équivalent à l'influence du tube cylindrique à rapidité centrale (traversée de la même fenêtre de Béryllium). En ajoutant le budget de matière correspondant à l'épaisseur des pixels, on reste avec un budget matériel bien inférieur à celui correspondant à la traversée des premières couches de l'ITS actuel.

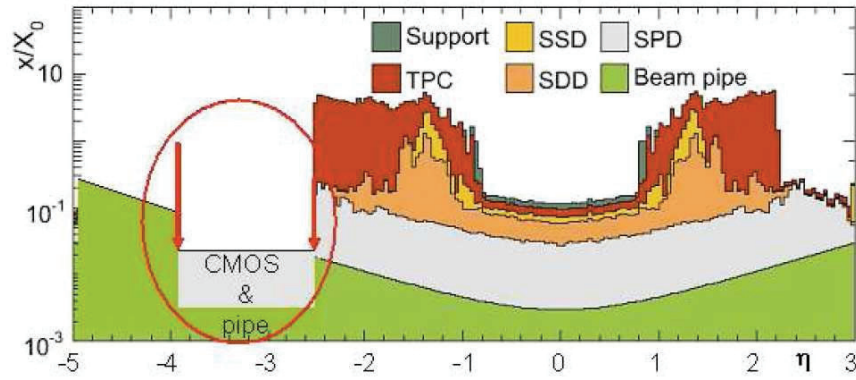


Fig. 1: MFT material budget.

Figure 5.14 – Budget matériel en terme de X/X_0 en fonction de la pseudo-rapidité.

Pour obtenir des résultats plus quantitatifs, une section de cône de Béryllium a donc été simulée, de rayon 1.8 cm au niveau de l'IP et avec une pente de 9 degré, correspondant à l'ouverture angulaire maximale du spectromètre à muons (figure 5.15 de droite). L'ancienne configuration avec tube cylindrique réduit en diamètre est représentée dans la figure 5.15 de gauche. La même simulation Pb-Pb que précédemment a été réalisée pour comparaison avec les résultats obtenus avec le tuyau cylindrique. Le nombre de particules détectées dans chaque plan est reporté dans le tableau 5.4 et la densité d'impacts dans chaque plan dans la figure 5.16.

	plan 1	plan 2	plan 3	plan 4	plan 5
tuyau conique	5621 ± 75	5957 ± 77	6026 ± 78	6381 ± 80	6588 ± 82

Tableau 5.4 – Nombre total d'impacts dans les 5 plans de pixels, dans le cadre d'une simulation Pb-Pb centrale avec tuyau conique.

La figure 5.17 gauche et droite montre une comparaison du nombre d'impacts en fonction de la distance radiale dans le plan de pixels (la taille des intervalles choisie correspond à un pas de 1 mm dans le plan). On note une diminution d'un facteur trois du nombre d'impacts avec la simulation tube conique, soit des performances similaires à la simulation sans tuyau. Les premiers millimètres des plans ne sont aussi plus soumis à de fortes densités de particules secondaires (pic non visible dans le spectre de droite).

Cela se confirme avec la figure 5.18 qui représente le taux de particules primaires sur le nombre total de particules en fonction de la pseudo-rapidité, toujours pour une collision Pb-Pb centrale. Avec le tuyau cylindrique (points noirs), ce taux est assez faible ($\sim 55\%$) et diminue à grande valeur absolue de pseudo-rapidité, c'est-à-dire à petit angle d'émission de la particule. Cela est cohérent avec le fait qu'aux petits angles, l'épaisseur de matière traversée est plus grande.

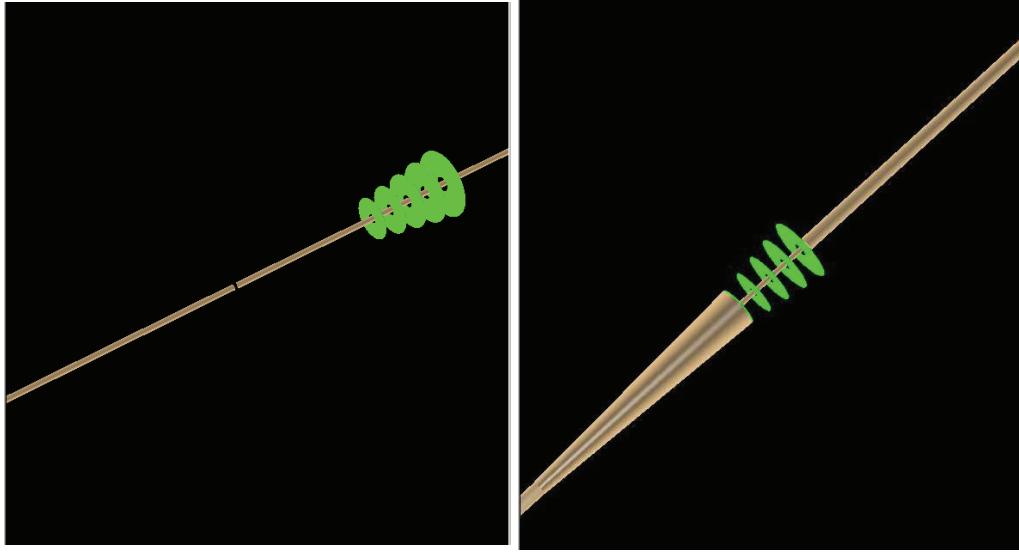


Figure 5.15 – Représentation dans AliRoot des 5 plans du MFT avec le tuyau cylindrique réduit en diamètre (à gauche), et avec le tuyau conique (à droite).

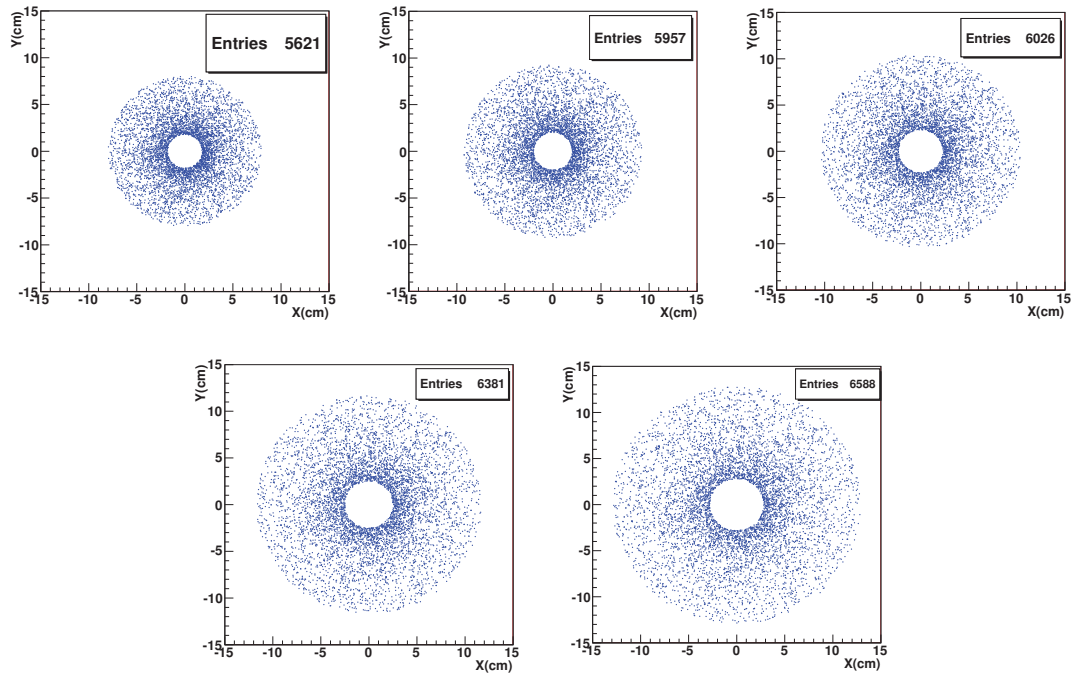


Figure 5.16 – Distributions des impacts dans les plans de pixels du MFT selon le plan (X,Y) en présence du tuyau conique.

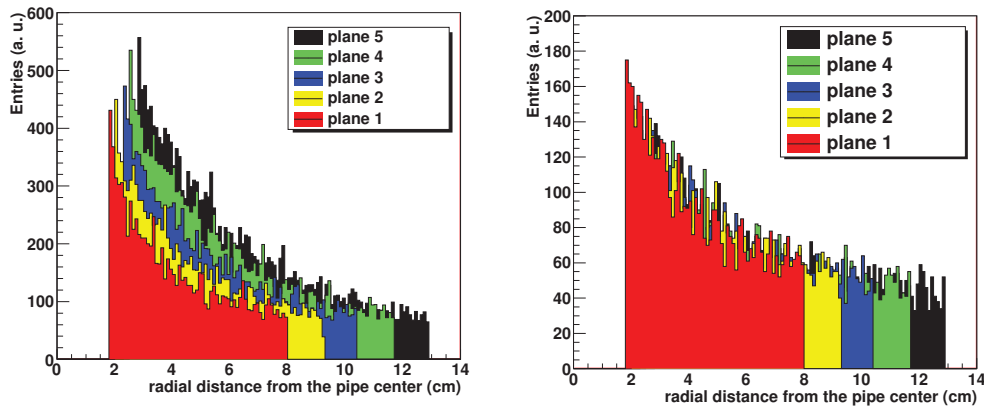


Figure 5.17 – Multiplicité d’impacts dans les plans de pixels en fonction de la distance radiale dans le plan. À gauche, simulation avec tuyau cylindrique. À droite, simulation avec tuyau conique.

Cet effet n’est d’ailleurs plus visible avec le tuyau conique (points rouges) ou sans tuyau (points bleus). Dans les deux cas, la production de particules secondaires est limitée. Le ratio du nombre de particules primaires sur le nombre de particules totales est proche des 90%.

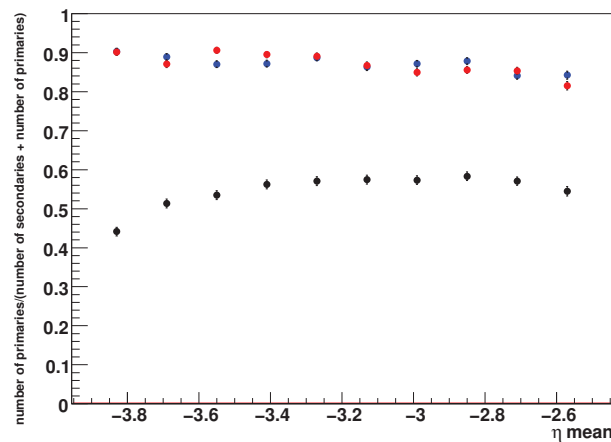


Figure 5.18 – Nombre de particules primaires sur le nombre total de particules (primaires + secondaires) pour une simulation Pb-Pb centrale sans tuyau (points bleus), avec tuyau cylindrique (points noirs) et avec tuyau conique (points rouges) en fonction de la pseudo-rapidité.

Les apports bénéfiques du tube conique sur la réduction d’émission des particules secondaires ont donc été montrés. Il faut souligner que l’utilisation d’un tel tube entraînera de nombreuses contraintes techniques, discutées dans la section suivante. Ces contraintes nécessitent d’appuyer la demande d’un tube conique par d’autres arguments scientifiques forts, en établissant notamment la perte de résolution sur la détermination du vertex induite par un tube cylindrique et qui nécessitera de nouvelles simulations. La géométrie tube conique sera utilisée par défaut dans les simulations suivantes, sauf mention contraire. Un point positif à soulever est que la conception

d'un cône en Béryllium a été déclarée techniquement réalisable, après contact avec un des ingénieurs spécialiste du tube à vide du LHC [142].

5.5.3 Projet d'amélioration de l'ITS et intégration des plans du MFT

5.5.3.1 Projet d'amélioration de l'ITS

Plusieurs raisons physiques motivent cette amélioration de l'actuel détecteur. Cela permettra d'étendre les capacités de ALICE à mesurer les particules à faible durée de vie contenant des quarks lourds, grâce à la mesure et à la reconstruction des vertex déplacés à mi-rapacité. Pour cela la résolution de l'ITS pour reconstruire ces vertex doit être meilleure que $50\text{ }\mu\text{m}$ à bas p_T . Une amélioration de la résolution sur le paramètre d'impact actuel d'un facteur deux conduit à une meilleure sensibilité aux mésons et baryons charmés ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+, \Lambda_c$), à la mesure des désintégrations exclusives du méson B et à la mesure de la section efficace totale de production du méson B jusqu'à $p_T = 0\text{ GeV}/c$. L'amélioration des performances de trajectographie et des capacités d'identification des particules sont aussi en cours d'étude. A la date d'écriture de cette thèse, quatre projets d'amélioration distincts sont envisagés [143] :

- conserver l'ITS actuel et ajouter un nouveau plan de pixels plus proche du point d'interaction ;
- ajouter un plan plus près du point d'interaction et remplacer le SDD par une technologie voisine de celle du SPD et SSD ;
- remplacer entièrement l'ITS actuel par une combinaison de pistes et pixels de Silicium ;
- la 4^{ième} possibilité est identique à la précédente avec en supplément une extension de couverture vers les grandes rapidités (acceptance du spectromètre).

Ce projet prendrait place lors des deux grands arrêts du LHC, prévus à l'heure actuelle en 2016 (Phase 1) et 2020 (Phase 2). Le temps d'installation qui pourra être alloué est de 15 mois. Les demandes de l'ITS auprès du LHC et de ALICE en vue de ces améliorations sont diverses :

- Afin d'insérer un nouveau plan au plus près du point d'interaction, une réduction du diamètre du tube faisceau est nécessaire (le rayon interne actuel du tube étant de 29 mm). Des réductions de la taille du tube du LHC sont aussi demandées par CMS et ATLAS. CMS demande un rayon de 25 mm, ATLAS de 22 mm et ALICE de 20 mm. La taille finale du tube devra bien sûr prendre en compte différentes contraintes : incertitudes sur la position du faisceau, désalignement, contraintes mécaniques, effet du champ magnétique sur la position du tube.
- Réduire le budget de matière (principalement dans les couches les plus internes) qui possèdent actuellement une longueur de radiation de 1.1% par couche. De nouvelles technologies sont envisagées qui permettraient de réduire l'épaisseur des pixels et d'atteindre de meilleures performances.

Ce projet d'amélioration de l'ITS a des conséquences sur le projet MFT et notamment sur les problématiques d'intégration des plans dans l'environnement de l'ITS.

5.5.3.2 Intégration des plans du MFT

La question de l'intégration des plans du MFT et du tuyau conique font l'objet d'un groupe de travail dédié en collaboration directe avec l'intégration du projet d'amélioration de l'ITS. On essaiera ici de résumer les difficultés qui pourront être rencontrées et quelques solutions actuellement en cours d'études. Les difficultés d'intégration vont concerner essentiellement 2 points :

- La longueur de la première couche de l'ITS va imposer des contraintes sur l'ouverture maximale du tuyau conique. Un compromis doit être trouvé pour satisfaire au cahier des charges des deux détecteurs.
- Les services actuels de l'ITS (essentiellement les câblages) sont le long du tube faisceau et occupent une partie de la place qui devrait être dédiée au cône.

Les contraintes imposées par les modifications apportées à l'ITS sont résumées dans le document [144]. Deux scénarios y sont proposés. Dans le cas du scénario numéro 1, seule la nouvelle couche de l'ITS (couche L0 située au plus proche du tube faisceau) est insérée, les couches existantes de l'ITS restent inchangées. Dans ce scénario là, il n'y a pas de place disponible pour le MFT à cause de la place actuelle des services. Pour le scénario 2, le SPD est entièrement remplacé, et une réorganisation des services de l'ITS peut être envisagée, permettant l'insertion du MFT. Une proposition serait de faire passer tous les câblages de l'ITS côté A, dans la direction opposée au MFT. Les demandes de l'ITS pour ce qui est de la taille optimale de la couche L0 sont les suivantes :

- la couche L0 est située à une distance radiale moyenne de 2.2 cm soit à 2 mm du nouveau tube faisceau ;
- pour avoir une couverture en pseudo-rapacité telle que $|\eta| = 1$ pour une dispersion sur le vertex² pouvant aller jusqu'à $\sigma_z = 7.94$ cm, la longueur de la couche L0 doit être de ± 11 cm selon l'axe Z.

Le MFT souhaiterait lui aussi conserver l'avantage de la faible épaisseur de matière traversée grâce au tuyau conique, pour des vertex décalés par rapport à la position $Z = 0$ cm. Le tableau 5.5 montre quelques considérations géométriques basiques sur la taille que peut prendre la couche L0 suivant la position de l'angle au sommet du cône selon la direction Z et suivant la position radiale de la couche L0 (voir figure 5.19).

Avec ce simple calcul, on voit que la taille optimale de 11 cm pour la couche L0 ne peut être atteinte qu'avec un cône dont le sommet pointe à la position du vertex $Z = 0$ cm si la couche L0 est laissée à la position radiale 2.2 cm. Ce calcul simple ne prend pas en compte la présence d'un espace entre la fin de la couche L0 et le cône, qui sera pourtant nécessaire.

Au vue de ces différentes contraintes, de nombreuses solutions ont été proposées. On en présente ici quelques unes :

- 1^{ière} solution : la couche L0 répond aux critères définis précédemment et n'est pas affectée par la présence du cône. La pointe du cône débute à la position $Z = -7.94$ cm. L'angle d'ouverture du cône est alors limité³ à 6° (figure 5.20). Cette situation du point de vue du MFT est difficilement acceptable puisque l'on perd tous les bénéfices apportés par le cône.

2. Cette distance correspond à la zone d'interaction. La valeur optimale est de 7.94 cm. La valeur mesurée dans les données Pb-Pb de 2010 est de 5.9 cm [145]

3. Si le sommet du cône se trouve à la position $Z = -5.9$ cm, l'ouverture du cône est de 7.6°

	rayon (cm)		
$-Z_{vertex}$	2.2	2.5	2.8
0	13.9	15.8	17.7
1*5.9 cm	8.0	9.9	11.8
1*7.94 cm	5.9	7.8	9.7
2*5.9 cm	2.1	4.0	5.9
2*7.94 cm			1.8

Tableau 5.5 – Longueur maximale possible de la couche L0 pour différentes configurations du tube conique et différentes positions radiales de la couche L0 [145].

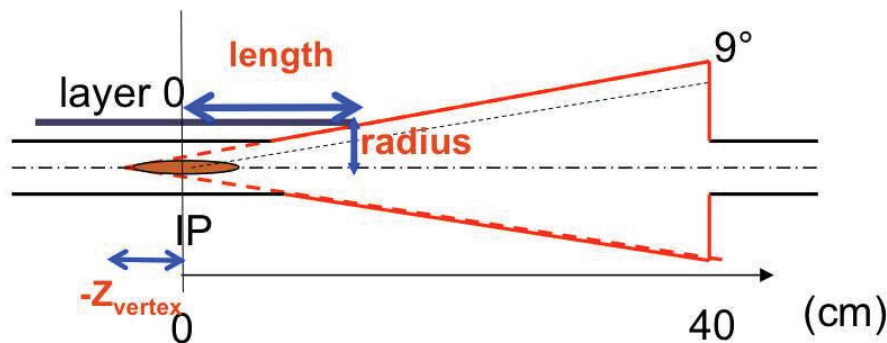


Figure 5.19 – Schéma de principe pour l'intégration du cône et la couche L0 du nouvel ITS.

Toutes les particules émises au delà de 6° vont subir une diffusion multiple considérable, bien supérieure à ce qu'elles subiraient avec un tuyau cylindrique.

- 2^{ième} solution : la couche L0 est sous segmentée en 2 couches de 15.6 cm et 6.6 cm. La couche de 6.6 cm est placée en recouvrement avec l'autre couche et déplacée de 1 cm radialement afin de ne pas gêner l'ouverture du cône à 9° (schéma 5.21). Cette situation n'est pas optimale pour la reconstruction des traces dans l'ITS.
- 3^{ième} solution : la couche L0 est toujours constituée d'une seule entité mais elle suit la courbure imposée par le tuyau conique (schéma 5.22). Cette configuration n'est toujours pas optimale pour l'ITS car la quantité de matière traversée par les particules n'est pas identique et la couche de détection n'est plus symétrique.
- 4^{ième} solution : la couche L0 est laissée dans sa configuration optimale et l'ouverture du cône à 9° (figure 5.23). Dans ce cas, le sommet du cône pointe à 10 mm en avant du vertex. Les vertex à gauche de ces 10 mm ne pourront pas être traités de façon optimale par le MFT, mais tous les autres vertex pourront l'être.

Une structure de maintien autour des plans du MFT doit aussi être pensée. Elle a été simulée et s'inspire du support conique actuel du FMD (voir figure 5.24). Son impact sur les taux d'occupation mesurés dans les plans sera présenté dans la section suivante. Il faut aussi souligner qu'à l'heure actuelle, aucun support rigide derrière les plans n'a été simulé, alors qu'il sera nécessaire au vu de la faible épaisseur des plans envisagée. Des structures de type "nid d'abeilles" pourront

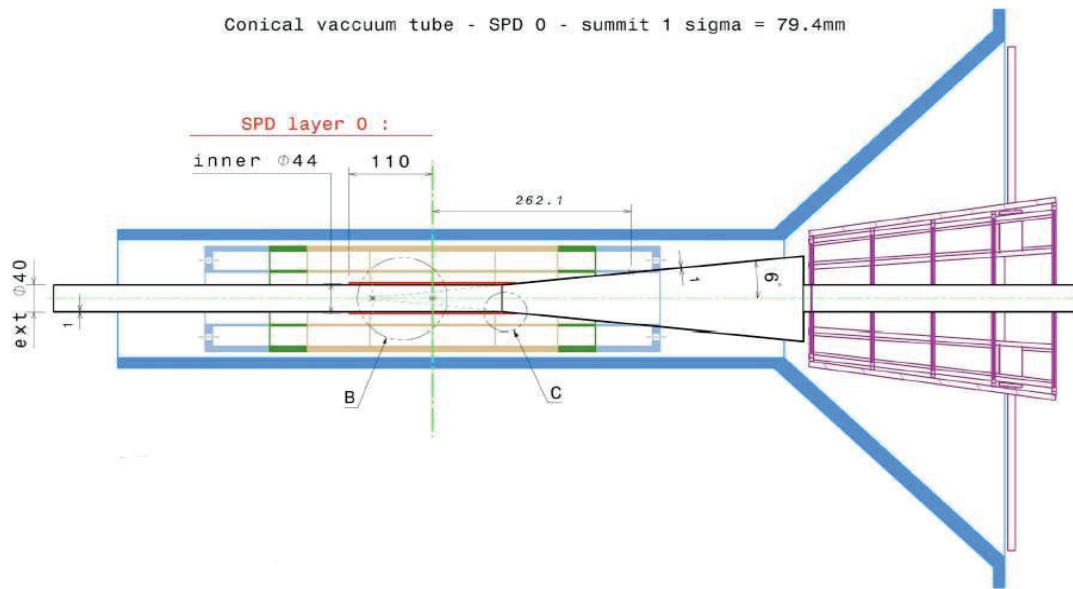


Figure 5.20 – Schéma d'intégration numéro 1 [146].

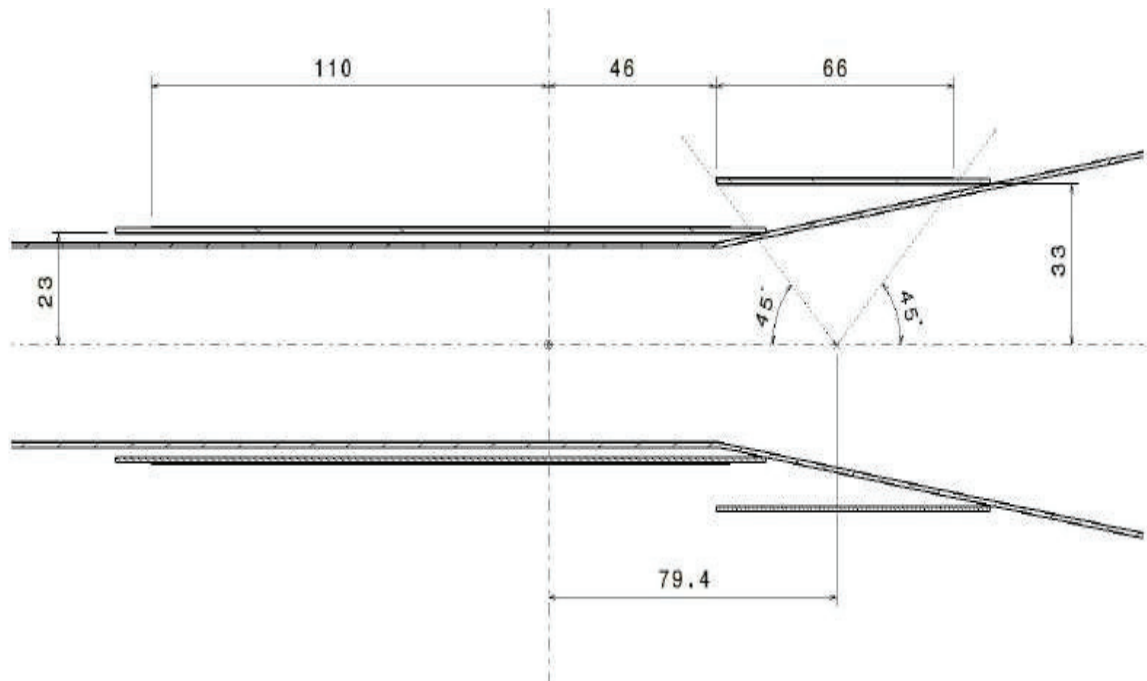


Figure 5.21 – Schéma d'intégration numéro 2 [147].

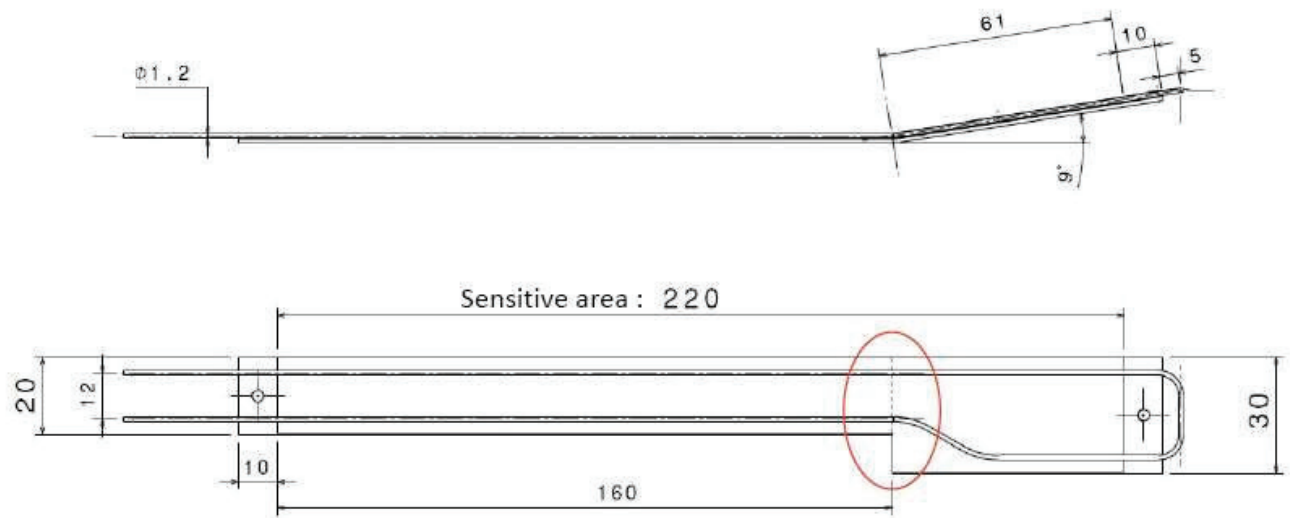


Figure 5.22 – Schéma d'intégration numéro 3 [147].

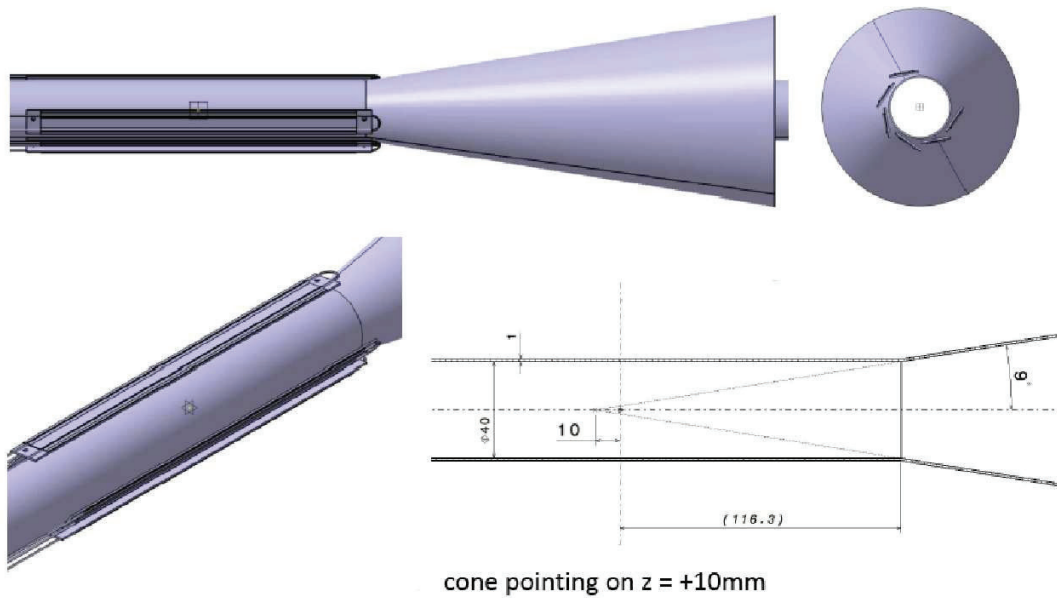


Figure 5.23 – Schéma d'intégration numéro 4 [148].

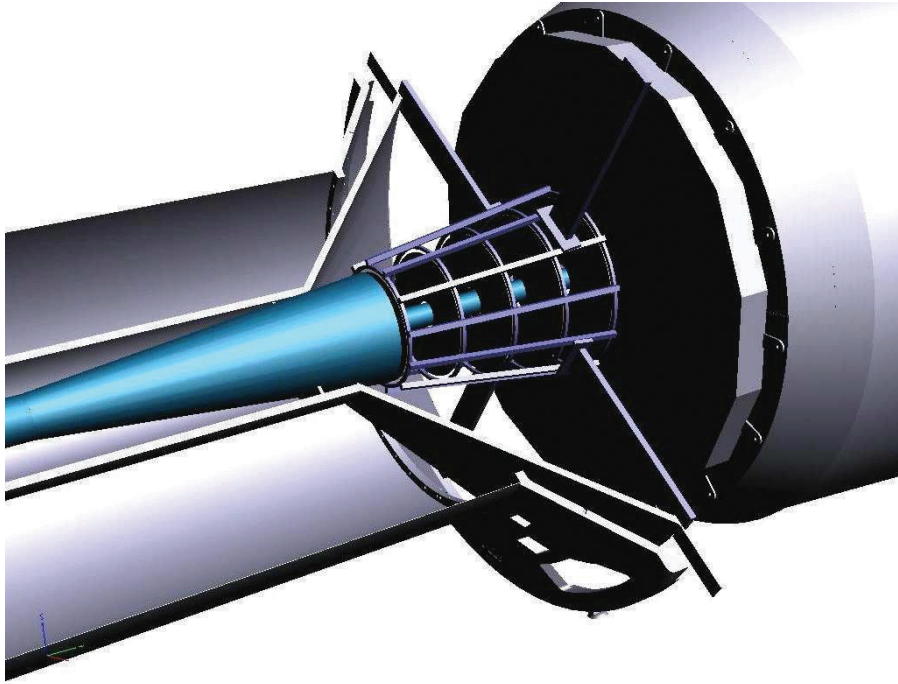


Figure 5.24 – Vue de la structure de maintien du MFT [149].

être étudiées afin de minimiser les effets de matière amenés par ces supports derrière les plans.

5.5.4 Taux d'occupation

Afin de s'assurer que la trajectographie des particules sera réalisable dans le MFT, il convient de vérifier les taux d'occupation atteints dans les plans en collisions Pb-Pb très centrales. Toujours à l'aide d'une simulation HIJING dans une hypothèse de très haute multiplicité, ils ont été évalués pour deux tailles de pixels différentes : des pixels de $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ et de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$, (voir figure 5.25 gauche et droite respectivement), et avec une géométrie conique pour le tuyau. Ces taux d'occupation ont été évalués dans le premier plan de pixels, et dans les premiers millimètres (les plus proches du centre du plan), là où ils sont les plus élevés. Cela permet d'établir la valeur maximale du taux d'occupation et de vérifier si cette valeur est acceptable.

On remarque que même avec des pixels de $100\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$ les taux d'occupation obtenus restent bien inférieurs à 2%, rendant possible la trajectographie. A titre comparatif, l'occupation maximale dans NA60 n'excédait pas 3% [150]. Des études complémentaires avec d'autres tailles de pixels, et une étude comparative de l'influence de la forme du tube faisceau sur les taux d'occupation ont été réalisées dans le groupe ALICE de Clermont Ferrand dans le cadre du stage de master de J. Coudert, avec le code que j'ai développé à Lyon. Ces études confortent les résultats montrés précédemment pour des pixels de $50\ \mu\text{m}$ par $50\ \mu\text{m}$ avec le tube conique. Une augmentation des taux d'occupation d'un facteur deux est notée dans le cas de l'utilisation d'un tuyau cylindrique (voir figure 5.26). L'étude a aussi été réalisée pour des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, avec tuyau conique (figure 5.27 gauche) et avec tuyau cylindrique (figure 5.27 droite). Les taux d'occupation sont alors extrêmement faibles, quelque soit la géométrie adoptée pour le tube.

L'utilisation d'un support de maintien autour des plans, tel qu'il a été imaginé pour l'instant, n'est pas à l'origine de la production de particules secondaires dans l'acceptance des plans,

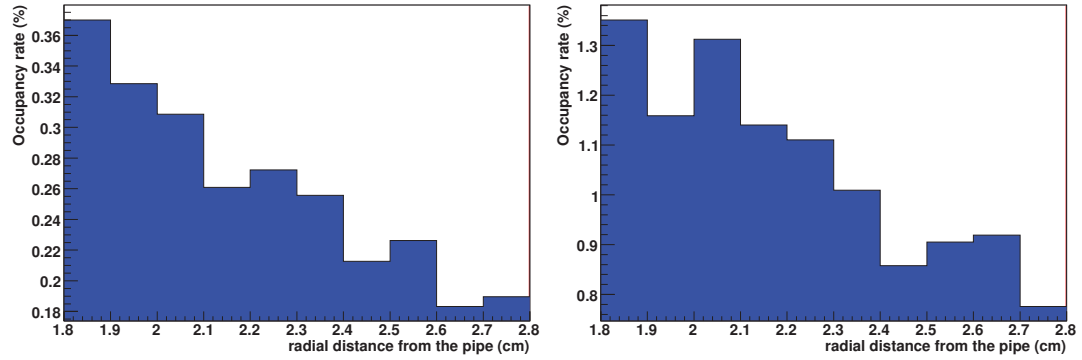


Figure 5.25 – Taux d’occupation dans le premier plan de pixels au plus proche de l’IP, et dans les premiers millimètres au plus proche du faisceau (à gauche pour des pixels de 50 μm par 50 μm et à droite pour des pixels de 100 μm par 100 μm), avec une simulation tuyau conique.

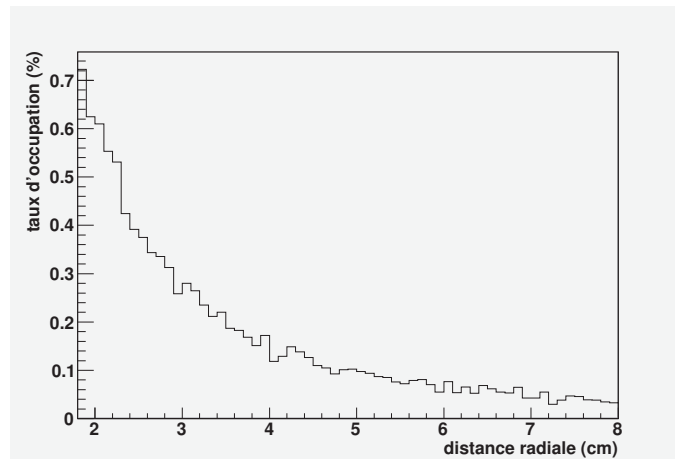


Figure 5.26 – Taux d’occupation dans le premier plan de pixels, pour des pixels de 50 μm par 50 μm , et une géométrie cylindrique pour le tube faisceau [151].

quelque soit le matériau utilisé pour le support, comme le montre la figure 5.28.

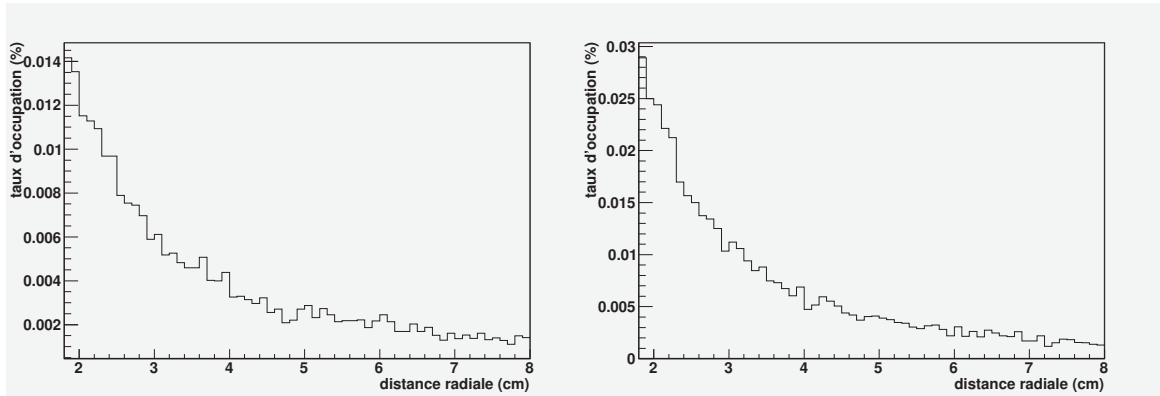


Figure 5.27 – Taux d’occupation dans le premier plan de pixels, pour des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, avec une géométrie conique pour le tube faisceau (gauche) et une géométrie cylindrique (droite) [151].

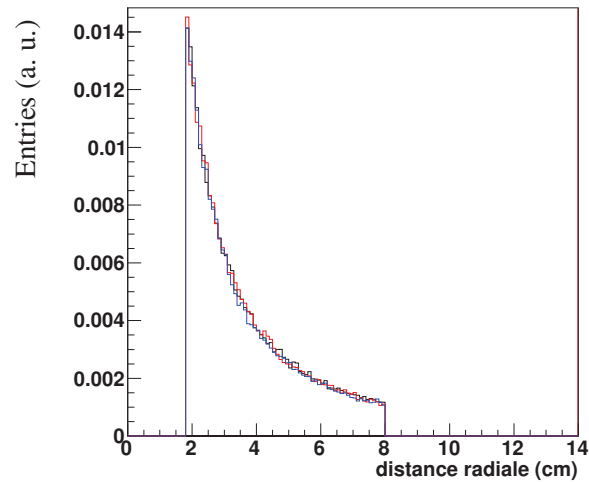


Figure 5.28 – Taux d’occupation dans le premier plan de pixels, pour des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, avec une géométrie conique pour le tube faisceau. La courbe noire correspond au cas sans support, la courbe bleue à un support en Carbone et la courbe rouge à un support en Aluminium [151].

5.5.5 Conséquences pour la clusterisation des plans

Il a été fait le choix dans un premier temps de réaliser une clusterisation très sommaire des plans, afin d'avoir rapidement accès aux performances physiques attendues du détecteur. En raison des faibles taux d'occupation, et de la distance moyenne entre les DIGITs de l'ordre du millimètre, la probabilité d'avoir deux DIGITs adjacents est assez faible. Chaque DIGIT a donc été converti directement en un cluster. Les clusters ont été construits sur le modèle des clusters des chambres à muons (classe AliMUONVCluster), afin de pouvoir étendre les outils de trajectographie des chambres à muons dans la région centrale où se trouvent les plans.

5.6 Influence du champ magnétique et de l'absorbeur

Afin de réaliser la concordance des traces muons entre le spectromètre et le MFT, il est nécessaire de comprendre la déviation de la trajectoire des muons lorsqu'ils traversent l'absorbeur ou subissent l'influence de l'aimant L3.

5.6.1 Influence de l'absorbeur

Une simulation de particules muons dans des conditions de collisions Pb-Pb a été réalisée à l'aide du générateur AliGenMUONCocktail (annexe 4). Ce générateur permet une simulation rapide d'une grande statistique de particules muons provenant de désintégrations de nombreuses sources distinctes, dans l'acceptance du spectromètre. La source des muons importe peu pour cette étude. Les muons ont tous été simulés au point d'interaction, à la coordonnée (0.,0.,0.) sans erreur sur la position. Les outils développés pour le spectromètre à muons permettent l'extrapolation de la trace muon devant l'absorbeur, en corrigeant des pertes d'énergie et de la diffusion multi-coulombienne engendrées par celui-ci. La correction de la diffusion multi-coulombienne est réalisée grâce à un calcul analytique à partir des formules du Particle Data Group [6]. La connaissance du vertex lors de l'extrapolation peut être utilisée ou non (hypothèse de Branson, voir annexe 1). Pour connaître l'incertitude sur la position, induite par l'absorbeur, on compare la distance dans le plan (X, Y) entre la trace générée et la trace extrapolée, au niveau de la coordonnée Z correspondant au début de l'absorbeur ($Z \sim -90$ cm). Cette distance est nommée R dans la figure 5.29 et correspond à la relation : $R = \sqrt{(X_{gen} - X_{rec})^2 + (Y_{gen} - Y_{rec})^2}$ où X_{gen} et Y_{gen} (X_{rec} et Y_{rec}) sont les coordonnées de la trace générée (reconstruite) respectivement. Lors de l'extrapolation, l'hypothèse de Branson a été appliquée et le vertex a donc été supposé comme parfaitement connu. La pertinence de cette hypothèse sera discutée. La figure 5.29 donne une valeur moyenne pour la distance de 3.4 mm pour des muons d'impulsion transverse moyenne de 1 GeV/c (voir distribution 5.30 gauche), et d'impulsion totale moyenne de 15 GeV/c (voir distribution 5.30 droite). Cette distance peut directement être assimilée au rayon de recherche de clusters pour notre trace muon extrapolée dans le 5^{ième} plan de pixels.

Cette distance étant directement le reflet de l'effet de la diffusion multiple, on s'attend donc à une diminution de sa valeur lorsque l'impulsion transverse augmente, puisque les particules de grande impulsion transverse sont moins soumises aux effets de la diffusion multiple (angle de déviation inversement proportionnel à l'impulsion). C'est ce qui est observé dans la figure 5.31 qui montre l'évolution de la valeur de la distance R pour différentes tranches en impulsion (de 0.5 GeV/c à 3.5 GeV/c par pas de 0.5 GeV/c). La valeur de la distance est déjà divisée par deux pour des p_T supérieures à 2 GeV/c.

Si lors de l'extrapolation, le vertex n'est désormais plus contraint, la distance augmente d'un ordre de grandeur pouvant atteindre ainsi plusieurs centimètres. Ceci peut être problématique pour la recherche des traces compatibles avec la trace muon dans le 5^{ième} plan du MFT. En effet,

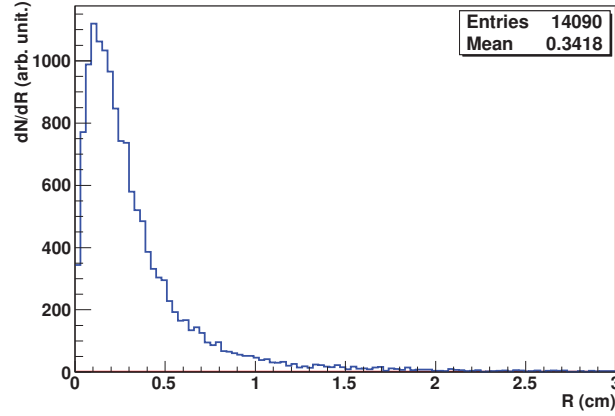


Figure 5.29 – Distance R entre la trace générée et la trace extrapolée à l'avant de l'absorbeur, au niveau de la coordonnée Z correspondant au début de l'absorbeur. Le vertex est supposé comme étant parfaitement connu.

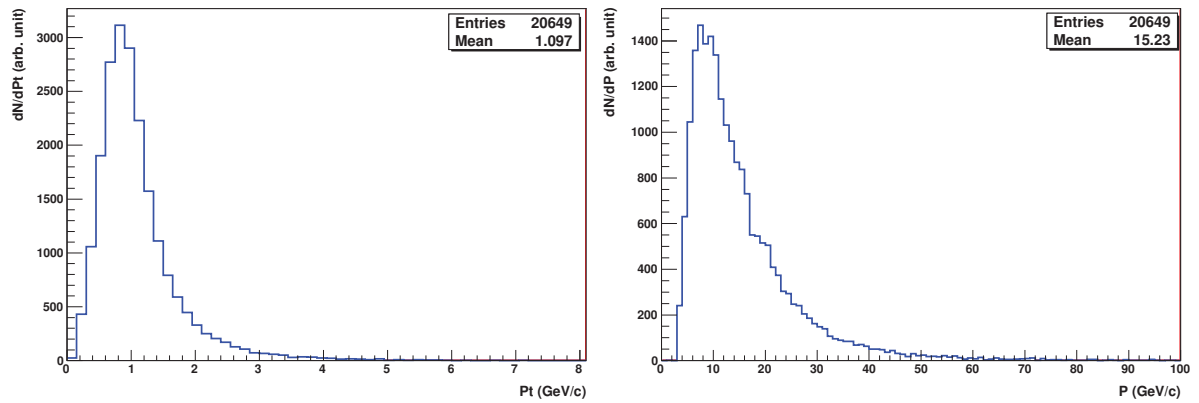


Figure 5.30 – Impulsion transverse (à gauche) et totale (à droite) des muons reconstruits dans le spectromètre.

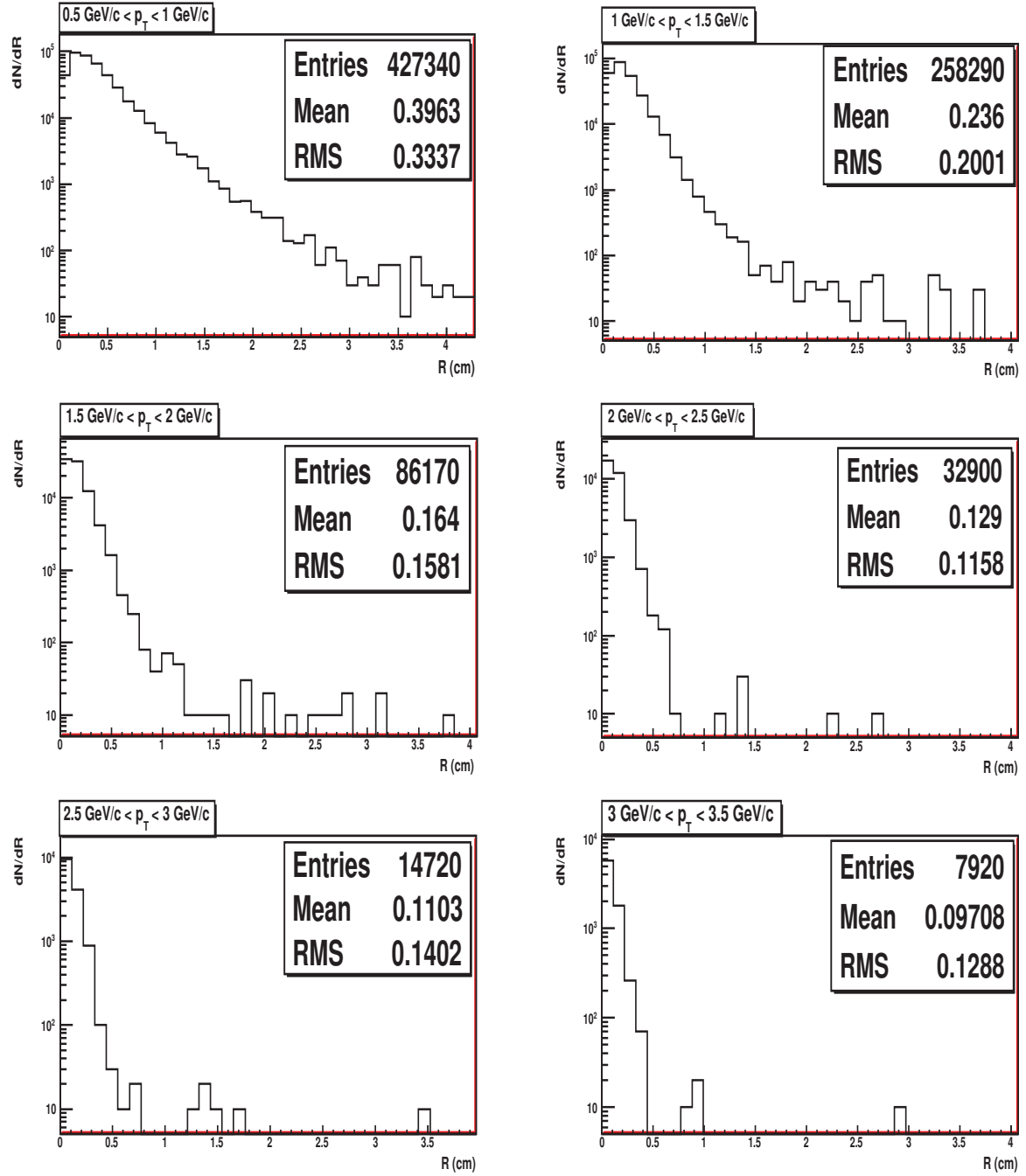


Figure 5.31 – Évolution du rayon avec l'impulsion transverse pour différentes tranches en impulsion (de 0.5 GeV/c à 3.5 GeV/c par pas de 0.5 GeV/c).

en principe, le vertex ne doit pas être contraint pour ne pas perdre l'information que constitue la mesure de l'offset de la trace muon. Cependant, si le vertex n'est pas contraint, la conséquence directe est une forte augmentation du nombre de traces candidates dans le MFT compatibles avec la trace muon extrapolée, donc la probabilité de créer de mauvaises associations est plus grande. Des compromis entre les deux solutions peuvent être envisagés et seront discutés dans le chapitre suivant.

5.6.2 Influence du champ magnétique

Il est important de comprendre l'influence du champ magnétique L3 sur les particules situées à l'avant de l'absorbeur, dans l'acceptance du MFT. Les résultats obtenus permettront ainsi d'orienter nos choix vers une méthode de trajectographie adaptée à nos besoins, et des technologies adéquates pour les plans de pixels. La simulation utilisée est identique à celle utilisée pour quantifier l'influence de l'absorbeur. La première évaluation de l'effet du champ a été réalisée sur toute la longueur disponible entre le vertex et le début de l'absorbeur (~ 90 cm) et pour des traces muons qui sont ensuite détectées dans le spectromètre. On compare la trace qui est propagée par GEANT3 dans le champ magnétique avec une extrapolation linéaire de cette même trace. Le vertex est supposé connu et est le point de départ de l'extrapolation. On s'intéresse à la grandeur R_{champ} qui correspond à la distance dans le plan (X,Y) entre la trace et son extrapolation linéaire jusqu'au début de l'absorbeur, telle que $R_{champ} = \sqrt{(X_{gen} - X_{lin})^2 + (Y_{gen} - Y_{lin})^2}$, avec X_{gen} et Y_{gen} (X_{lin} , Y_{lin}) les coordonnées de la trace générée (extrapolée linéairement) respectivement. La déviation est plus importante à basse impulsion transverse (figure 5.32 gauche) et surtout à basse impulsion totale (figure 5.32 droite), là où la déviation de la trajectoire par rapport à une ligne droite est la plus importante. La déviation est de $500 \mu\text{m}$ en moyenne pour des muons d'impulsion totale 10 GeV/c et ce sur une distance de 90 cm . L'influence du champ L3 sur les muons est donc très faible et la détermination de l'impulsion des muons avant l'absorbeur s'annonce difficile.

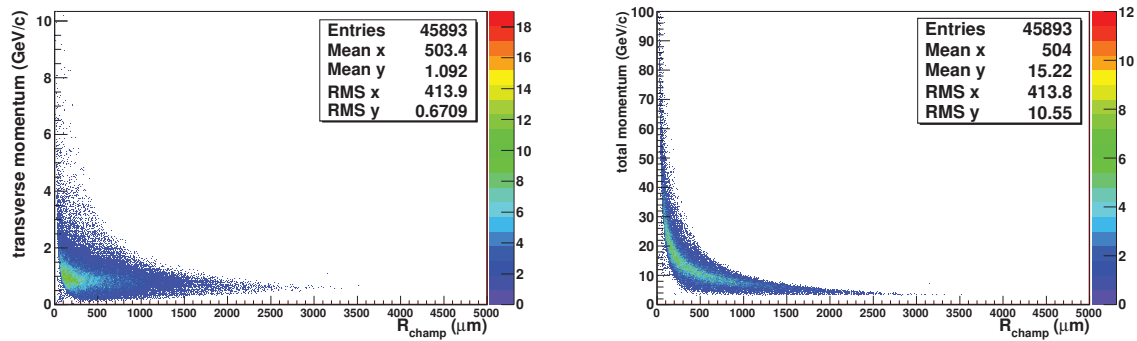


Figure 5.32 – Impulsion transverse (à gauche) et totale (à droite) en fonction de la déviation induite par le champ magnétique R_{champ} .

Essayons de comprendre plus en détail, l'effet du champs L3, sur la trajectoire des muons. Pour cela on définit l'angle ϕ entre la trace et son extrapolation linéaire (voir schéma 5.33). Le mouvement de la particule sur un cercle dans le plan (X,Y) est définie par la grandeur $r\phi$. La déviation par rapport à ce mouvement circulaire est notée d tel que $d = |r - r'|$.

Comme on le remarque sur les figures 5.34 gauche et droite, le déplacement des muons induit par L3 est essentiellement un mouvement circulaire en $r\phi$. La déviation par rapport au cercle est

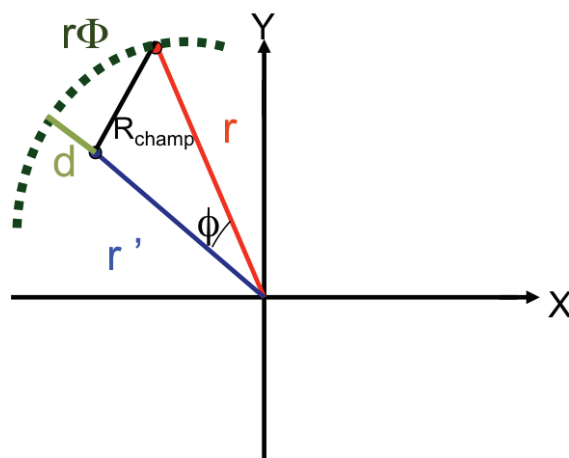


Figure 5.33 – Définition des coordonnées utilisées.

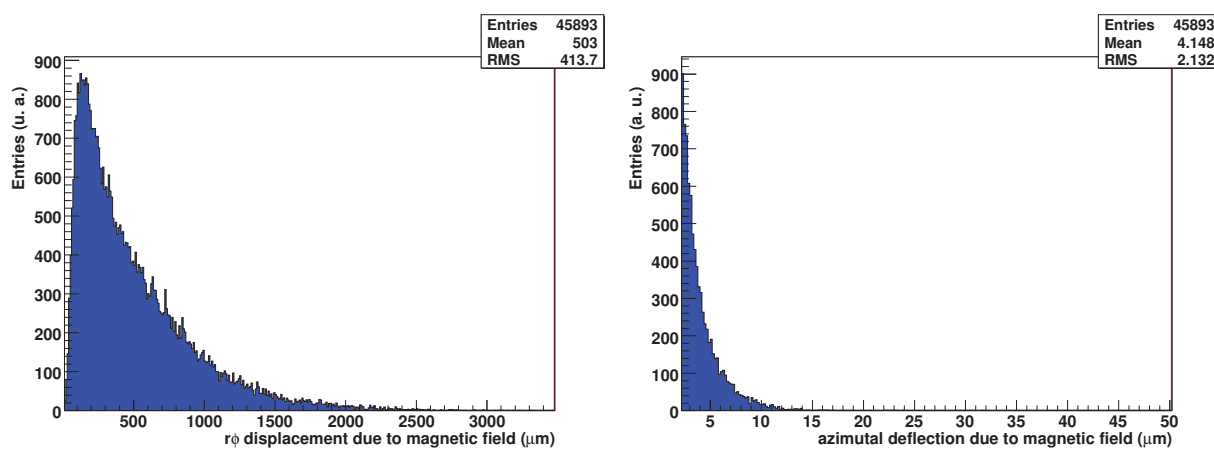


Figure 5.34 – Gauche : déplacement $r\phi$ dû au champ magnétique. Droite : déviation d par rapport à une trajectoire circulaire.

en effet très faible, $4 \mu\text{m}$ en moyenne. Cela va nous induire une première contrainte sur la taille des pixels. Ces premières évaluations ont été effectuées sur toute la longueur disponible entre l'IP et l'absorbeur. Cependant la configuration actuelle de ALICE et la couverture angulaire que doit atteindre le MFT à très bas angles, ne permettra pas de mettre un plan avant la coordonnée $Z = 50 \text{ cm}$, laissant moins de 40 cm de longueur disponible pour le trajectographe. La déviation induite par le champ magnétique a donc été ré-évaluée pour cette distance, et sans hypothèse sur la position du vertex. Cela correspond donc à l'effet du champ effectivement mesuré par le MFT (figure 5.35). Le déplacement effectif visible diminue considérablement. On passe de $500 \mu\text{m}$ en moyenne pour des impulsions de 10 GeV/c , à un déplacement de seulement une centaine de microns, à la même impulsion. Ce déplacement est toujours essentiellement selon la coordonnée $r\phi$.

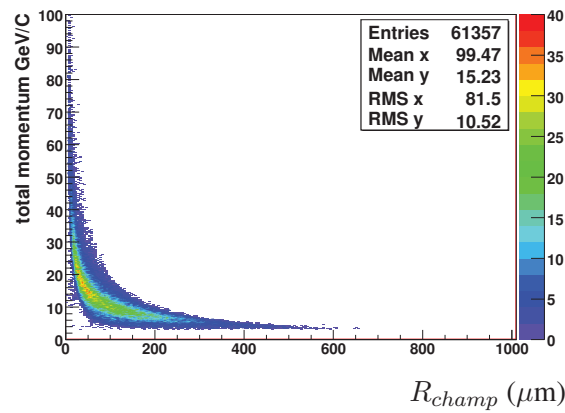


Figure 5.35 – Impulsion totale en fonction de la déviation induite par le champ magnétique R_{champ} sur une longueur correspondant à la taille du MFT.

On peut conclure de ces premières simulations qu'il sera nécessaire d'utiliser des pixels de taille bien inférieure à $100 \mu\text{m}$ pour espérer déterminer l'impulsion des particules dans la région du MFT. L'utilisation de pixels carrés n'est peut-être pas le choix le plus judicieux pour permettre une bonne mesure en $r\phi$. Cette contrainte devra être prise en compte pour le choix de la géométrie finale des plans, et pour l'utilisation d'un "pavage" adéquat. La nécessité d'utiliser de si petits pixels va être déterminante pour les choix technologiques qui concernent le MFT. Nous devons d'ores et déjà nous tourner vers des technologies innovantes.

5.6.3 Technologie envisagée pour les pixels

Dans cette section, on présentera les récents développements réalisés sur les technologies pixels et qui vont répondre aux contraintes imposées par le MFT. On l'a compris, des pixels classiques ne pourront être utilisés et l'on va se tourner vers des technologies dites monolithiques (CMOS), plutôt que vers les technologies hybrides (figure 5.36) utilisées actuellement au LHC. L'ITS actuel utilise ces technologies hybrides qui ont le désavantage d'avoir un budget de matière assez élevé (une couche du SPD correspond à 1.14% X_0). Le principe général des pixels hybrides est que la partie sensible du détecteur et l'électronique de lecture sont sur deux substrats différents permettant l'optimisation indépendante de l'une ou l'autre des parties. La partie sensible du détecteur est soudée par points à des circuits intégrés. Des paires électron-trou sont générées dans le détecteur de Silicium et vont dériver jusqu'à des électrodes grâce à la présence d'un champ

électrique. Un signal, aux électrodes, sur la surface de la partie sensible va être induit. Le signal est ensuite amplifié pour être propagé sur de plus longues distances. La lecture du signal est bien souvent réalisée de façon digitale pour réduire le flux d'informations (lecture binaire ou utilisant un ADC (Analog To Digital Converter)). Dans cette technologie, la taille minimale des pixels est limitée principalement par la taille nécessaire à l'électronique de lecture. Le principal avantage de cette technologie est la forte tolérance des pixels aux radiations.

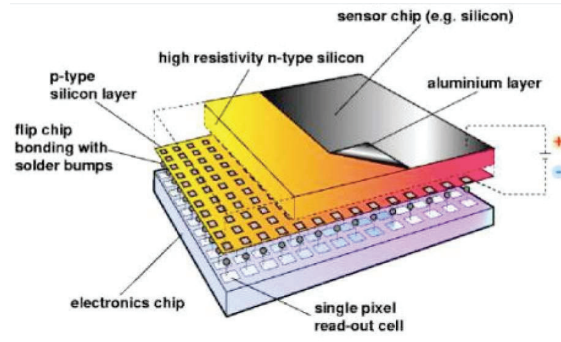


Figure 5.36 – Vue schématique de la technologie hybride.

Afin d'atteindre des performances qui satisfont aux besoins du MFT, c'est-à-dire une résolution spatiale de quelques microns et un budget de matière le plus petit possible (jusqu'à 0.1% de X_0), différentes technologies sont en cours de développement comme les projets DEPFET (pour DEPLETED Field Effect Transistor) ou MAPS (pour Monolithic Active Pixel Sensors) technologies vers lesquelles nous nous orientons actuellement. Dans la technologie MAPS, une couche épitaxiale de faible résistivité, en Silicium, constitue le volume sensible du détecteur. Le traitement du signal (amplification, discrimination, etc..) est intégré directement au détecteur et c'est ce qui permet d'atteindre une épaisseur de pixel très petite (de quelques dizaines de microns). Les charges générées dans la couche dopée p sont récupérées par diffusion dans une diode de collection de charges (de type n), voir schéma 5.37. Le nombre d'électrons créé par une particule chargée est de l'ordre du millier d'électrons [152].

L'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien de Strasbourg s'est investi dans l'étude des MAPS et développe actuellement des détecteurs à pixels appelés MIMOSA (pour Minimum Ionisation particle MOS Active pixel sensor). L'institut s'investit également dans le projet d'amélioration de l'ITS avec le développement du projet MISTRAL (MIMOSA Sensor for The inner TRacker of ALICE). Les petites tailles de pixels pouvant être atteintes avec cette technologie, ainsi que les résolutions spatiales, vitesses de lecture et puissances dissipées correspondantes sont reportées dans le tableau 5.6.

Dimensions des pixels	résolutions en ϕ et z	temps de lecture	puissance dissipée
$20 \times 20 \mu m^2$	3.5-4 μm	40-50 μs	$\leq 250 \text{ mW/cm}^2$
$20 \times 40 \mu m^2$	5-6 μm	20-25 μs	$\leq 250 \text{ mW/cm}^2$

Tableau 5.6 – Dimensions des pixels, résolution spatiale, temps de lecture et puissance dissipée pour des pixels de technologie MIMOSA [153].

Une très bonne résolution inférieure à la dizaine de microns est donc accessible avec ce genre de technologie. Les limites des pixels MAPS restent la vitesse de lecture de l'électronique ainsi

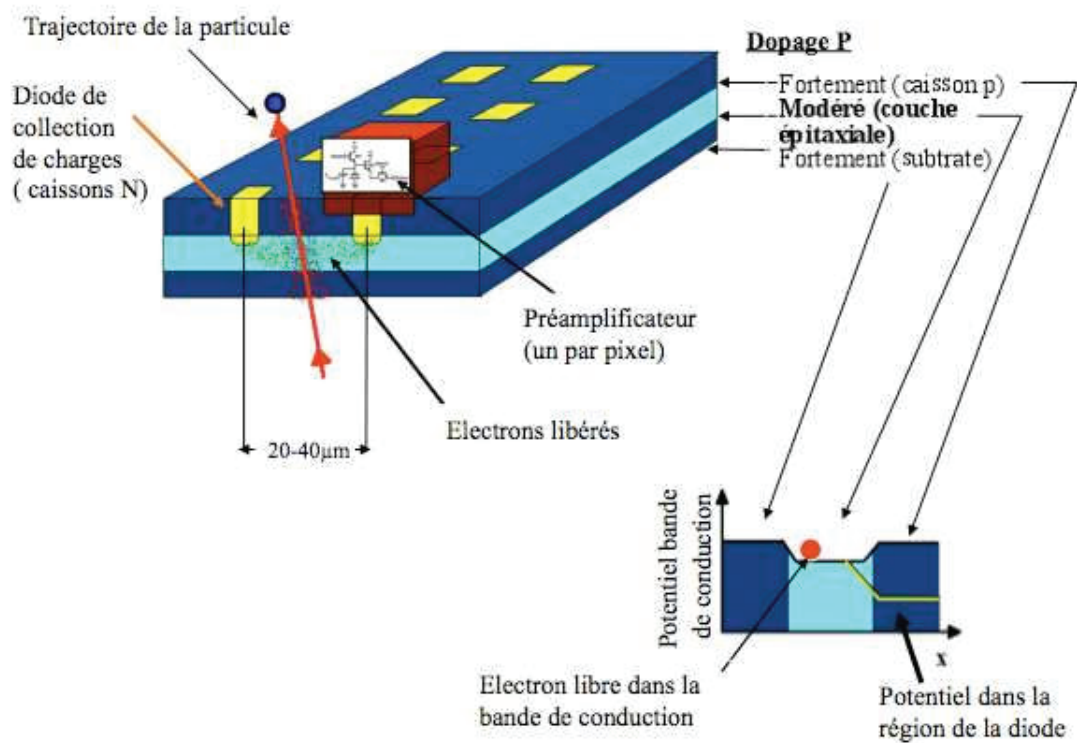


Figure 5.37 – Principe de fonctionnement d'un capteur CMOS [154].

que la tolérance aux radiations ($\sim 2 \times 10^{13} \text{ } n_{eq}/\text{cm}^2$). Pour le projet d'amélioration de l'ITS, la taille des modules envisagés est de 2×1200 colonnes de 256 pixels soit une surface sensible de $1 \times 3 \text{ cm}^2$.

Au vu des études réalisées jusqu'à présent sur les effets du champ magnétique à l'avant de l'absorbeur et au vue de la distance éloignée du premier plan de pixels par rapport au vertex, il a été montré que s'orienter vers des pixels de petites tailles sera nécessaire si l'on veut développer une trajectographie indépendante dans le MFT et atteindre des performances suffisantes pour la mesure des vertex secondaires. On s'orientera donc désormais vers des simulations avec une taille de pixels optimale de $10 \text{ } \mu\text{m}$ par $10 \text{ } \mu\text{m}$ et $50 \text{ } \mu\text{m}$ d'épaisseur, nécessitant l'utilisation de pixels CMOS. Le chapitre suivant présentera les performances du MFT obtenues dans de telles conditions de simulations.

Performances physiques du MFT

Les premières considérations techniques concernant le MFT ont été évoquées dans le chapitre précédent et les premières contraintes quant à la taille des pixels à utiliser, ainsi que la géométrie du tube faisceau nécessaire, ont déjà été établies. En prenant en compte toutes ces considérations, les premières performances du trajectographe ont pu être obtenues à partir de simulations. Ainsi, on présentera dans ce chapitre, la résolution attendue sur le vertex et les capacités du trajectographe à séparer les muons prompts des muons provenant du charme et de la beauté. L'amélioration de la résolution en masse a aussi été établie. La procédure de trajectographie et surtout la méthode utilisée pour associer les traces du MFT avec les traces du spectromètre seront longuement développées. Les premiers résultats obtenus sur cette question cruciale pour la faisabilité du MFT seront présentés.

6.1 Mesures du vertex

Les simulations qui suivent ont été réalisées avec des pixels idéaux de taille $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$ et $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, afin d'obtenir une résolution quasi-ponctuelle sur la position des particules dans les plans. Cela permet aussi de minimiser les effets de diffusion multiple dans les plans, car ils dégradent très rapidement la résolution au vertex, à cause du grand bras de levier induit par la distance entre l'IP et le premier plan du MFT. La simulation réalisée est une simulation de particules upsilon (avec le générateur AliGenMUONlib) qui se désintègrent au vertex, générant ainsi des muons prompts et permettant de balayer une large gamme en impulsion. Pour extraire les premières performances du MFT, on se placera dans un premier temps dans des conditions idéales, le but étant de convaincre quant à la faisabilité du projet. La trajectographie a donc été réalisée, en supposant que l'association de la trace muon avec la bonne trace correspondante dans le MFT est parfaitement réussie. On utilise pour cela l'identifiant MONTE CARLO de la particule pour associer les bons clusters entre eux. Les plans de détection sont aussi supposés 100% efficaces. La reconstruction de la trajectoire est effectuée comme suit :

- La trace muon est reconstruite dans les chambres du spectromètre, comme cela est fait sans le MFT.
- La trace muon est ensuite extrapolée à travers l'absorbeur, grâce à un algorithme de trajectographie utilisant un filtre de Kalman (voir annexe 5), jusqu'au plan de détection numéro 5 en corrigeant des effets de perte d'énergie et de diffusion multiple.

- Le bon cluster dans le plan numéro 5 est attaché à la trace, grâce à son identifiant MONTE CARLO et la trace est mise à jour en prenant en compte les nouvelles informations apportées par ce nouveau cluster. La très petite taille des pixels ainsi que leur très bonne résolution, est un point clé comme on le verra par la suite pour atteindre de bonnes performances, mais aussi pour parvenir à associer les traces entre elles.
- L'opération d'extrapolation, et l'attache du cluster se poursuit itérativement pour chaque plan, jusqu'au plan numéro 1. Les informations de la trace sont mises à jour, à chaque itération.
- La dernière extrapolation se fait jusqu'à la coordonnée Z du vertex, en corrigeant de l'effet de diffusion multiple à la traversée des 800 μm de Béryllium du tuyau conique.

La résolution au vertex sur les coordonnées X et Y, intégrée sur toutes les impulsions des particules est donnée dans la figure 6.1 de gauche et de droite. Les résolutions sur les coordonnées X et Y sont identiques comme attendu dans un champ solénoïdal orienté selon l'axe Z, et voisines de 12 μm (intégrées sur toutes les impulsions), ce qui permet une très bonne mesure du vertex et augurent une séparation des muons prompts et non prompts excellente.

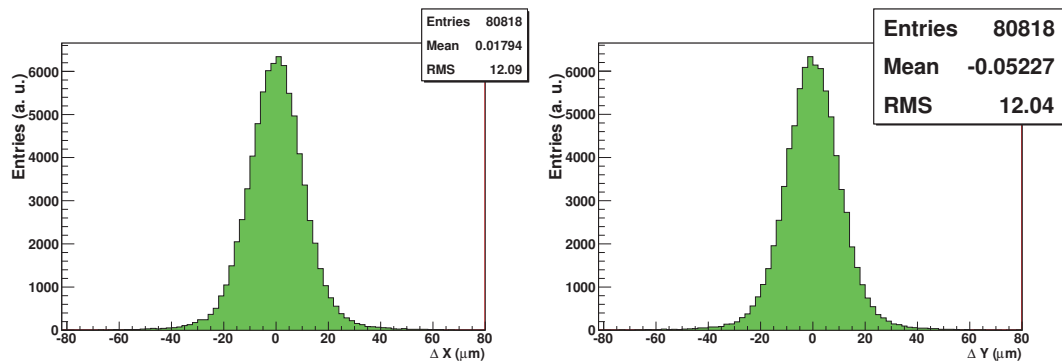


Figure 6.1 – Gauche : résolution au vertex sur la coordonnée X. Droite : résolution au vertex sur la coordonnée Y.

Afin de pouvoir vérifier la qualité de la trajectographie effectuée, il est important de vérifier que les erreurs calculées à l'aide du filtre de Kalman sont bien propagées correctement tout au long de l'extrapolation. Pour cela, il suffit de comparer les résidus dans les plans de pixels, qui correspondent à la différence entre la coordonnée de la trace extrapolée et la coordonnée du cluster, avec l'erreur sur la coordonnée de la trace extrapolée calculée par le filtre de Kalman (voir figure 6.2). Si la diffusion multiple est correctement prise en compte, la valeur du résidu doit être équivalente à l'erreur donnée par le filtre de Kalman.

À partir du plan numéro 3, on note l'apparition de structures dans le spectre des résidus (5 figures de gauche). Le cluster attaché à la trace est systématiquement décalé par rapport à la trace, et le décalage est constant. Cela est un effet visible de la discrétisation des plans de pixels, la coordonnée du cluster étant toujours définie comme étant au centre du pixel. Dans les plans 4 et 5, la résolution sur la trace n'est pas suffisamment bonne pour que l'effet de la discrétisation des plans soit visible. Pour des pixels beaucoup plus grands, de 100 μm par 100 μm , les structures ne sont d'ailleurs visibles que dans le premier plan. On note de plus, que dans le plan 5 au plus proche de l'absorbeur, le RMS de la distribution des résidus est supérieur à la valeur moyenne

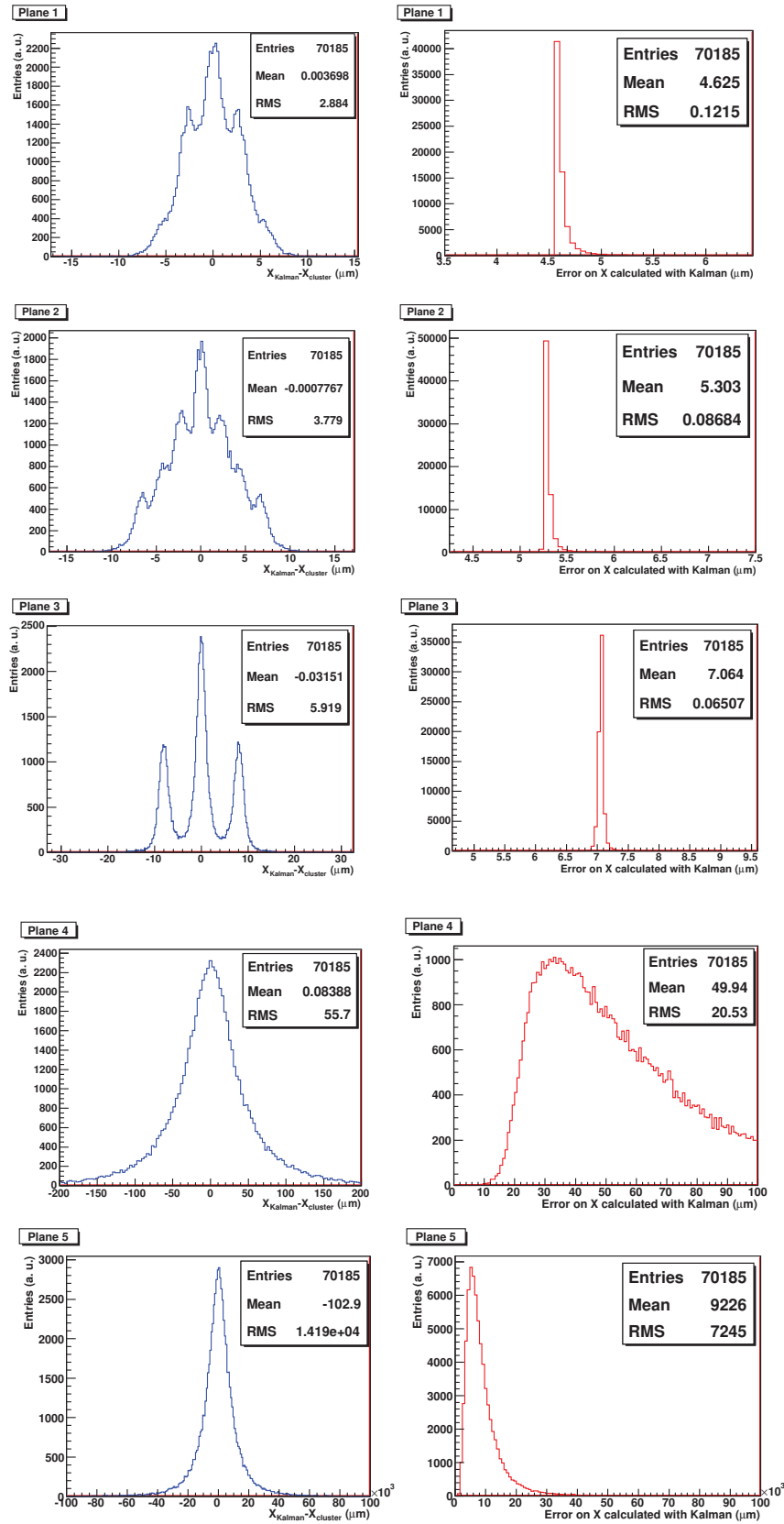


Figure 6.2 – Comparaison entre les résidus dans les plans de pixels (gauche) et l'erreur donnée par le filtre de Kalman (droite) pour la coordonnée X.

de l'erreur donnée par le filtre de Kalman. Cela va dans le sens d'une légère sous-estimation des effets de diffusion multiple dans l'absorbeur obtenus avec le filtre de Kalman. Les corrections de diffusion multiple dans le filtre sont obtenues à partir de calculs analytiques provenant des formules du PDG, et souffrent donc de quelques approximations. La façon dont les particules sont propagées dans la matière par GEANT3 a été vérifiée grâce à des études sur le comportement du produit $p \cdot DCA$ qui ont montré que les effets de l'absorbeur sont simulés correctement par GEANT3 [155]. Il faut noter que la sous-estimation induite par l'utilisation du filtre de Kalman, reste somme toute, assez faible, et suffisamment fiable pour être utilisée pour définir les zones de recherche des clusters compatibles avec notre trace muon dans les plans de pixels.

6.1.1 Dépendance en impulsion de la résolution au vertex

La résolution obtenue dans le paragraphe précédent était une première valeur pour des muons prompts de toutes impulsions, avec une valeur moyenne élevée pour l'impulsion puisqu'il s'agit d'upsilon. On devrait d'ailleurs parler de résolution sur "l'offset" de l'upsilon, plutôt que de résolution au vertex, puisque une seule trace est utilisée pour déterminer cet offset, et non pas plusieurs comme cela est le cas pour déterminer les coordonnées d'un vertex. La résolution au vertex sera donc en principe meilleure que celle donnée par la résolution sur l'offset de l'upsilon, lorsqu'on augmente le nombre de traces. A partir de la même simulation, des tranches en impulsion ont été réalisées pour comprendre l'évolution de la résolution en offset de l'upsilon avec l'impulsion, voir figure 6.3 gauche. La résolution est donnée en fonction de l'inverse de l'impulsion, pour comparaison avec la même figure obtenue dans NA60 avec le télescope à vertex, figure 6.3 droite. Dans NA60, la référence utilisée est le J/ψ qui peut être considéré comme se désintégrant principalement promptement aux énergies mises en jeu dans l'expérience.

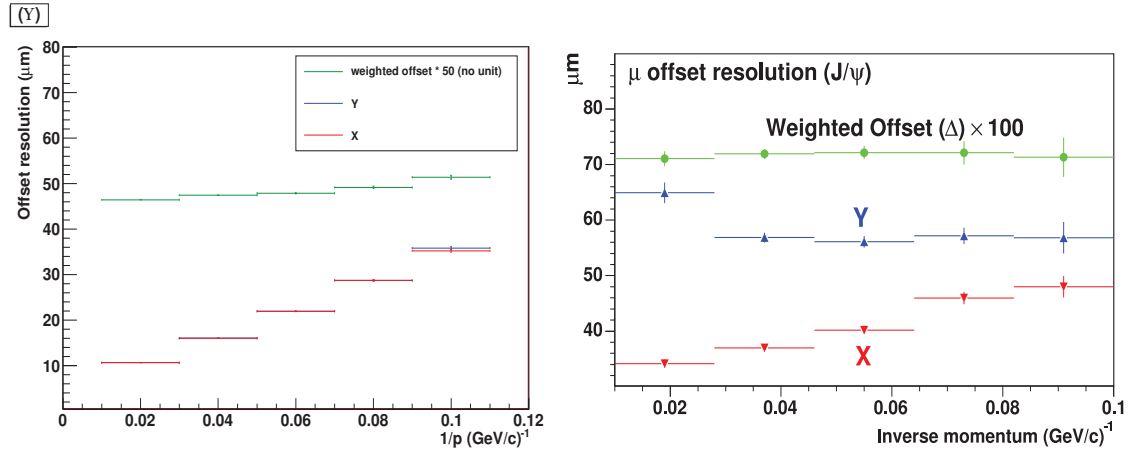


Figure 6.3 – Résolution au vertex en fonction de l'inverse de l'impulsion pour la coordonnée X (rouge) et Y (bleu) et pour l'offset pondéré (vert) dans ALICE avec le MFT (gauche) et dans NA60 avec le télescope à vertex (droite).

Le MFT, dans des conditions de trajectographie 100% efficaces, des pixels très petits et un tuyau conique devrait atteindre des résolutions de la dizaine de microns pour des impulsions de 50 GeV/c. Cette résolution augmente jusqu'à 38 microns pour des muons de 10 GeV/c, et est suffisante pour distinguer les muons prompts des muons provenant de sources non prompts, comme on le verra par la suite. Dans NA60, la résolution sur la mesure du J/ψ n'était que de 35 μm pour les très hautes impulsions et jusqu'à 48 μm à basse impulsion, pour la coordonnée X (qui

correspond au plan de courbure des traces). La résolution selon la coordonnée Y est moins bonne. L'asymétrie sur la résolution en X et Y s'explique dans NA60 par la présence du dipôle dans les plans du télescope à vertex. Les pertes de résolution à basse impulsion proviennent des effets de diffusion multiple qui sont plus importants. Pour éliminer cette dépendance en impulsion, on peut définir, à la manière de NA60 [156], un offset pondéré $\Delta\mu$ que l'on exprime sous la forme suivante :

$$\Delta\mu = \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta x^2 V_{xx}^{-1} + \Delta y^2 V_{yy}^{-1} + 2\Delta x \Delta y V_{xy}^{-1})} \quad (6.1)$$

Δx et Δy sont les différences des coordonnées du muon extrapolées au vertex avec celles du vertex. V^{-1} est l'inverse de la matrice des erreurs regroupant les erreurs sur les variables cinématiques du muon extrapolé et les erreurs sur les coordonnées du vertex. L'offset pondéré est représenté par les points verts dans la figure 6.3. Cette quantité est intéressante pour l'étude des vertex secondaires car dans ce cas, l'offset du vertex devra être significativement plus grand que son incertitude (offset pondéré supérieur à 1). Pour les vertex primaires, la position estimée du muon prompt est comparable avec sa position nominale aux incertitudes près. La moyenne de la distribution de l'offset pondéré est environ un, ce qui est montré dans la figure 6.3 de gauche. L'utilisation de l'offset pondéré permet aussi de définir un offset pour le dimuon $\Delta_{\mu\mu}$, combinant l'information de l'offset des deux muons, de telle sorte que :

$$\Delta_{\mu\mu} = \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta_{\mu 1}^2 + \Delta_{\mu 2}^2)} \quad (6.2)$$

6.1.2 Mesure de l'offset

La mesure de l'offset a ainsi pu être obtenue à partir de la trajectographie mise en place, le but étant de s'assurer que la distinction des muons provenant de différentes sources est possible. La simulation utilisée est une simulation hybride utilisant PYTHIA (sans production de saveurs lourdes) et un cocktail obtenu à partir d'extrapolation des données obtenues par l'expérience CDF (AliGenMUONCocktailpp), pour la partie saveurs lourdes. L'offset a été représenté pour des muons simples dont la particule d'origine est un méson ϕ (courbe bleue), un méson B (courbe noire) ou un méson D (courbe rouge), voir figure 6.4 de gauche. Dans la figure de droite, la contribution du ϕ a été remplacée par celle du J/ψ . Le J/ψ est un peu moins prompt que le ϕ (longueur de désintégration de 46 fm pour le ϕ et de 2150 fm pour le J/ψ). De plus, 20% des J/ψ proviennent de la décroissance de mésons B non prompts. On s'attend donc à une allure bien distincte entre le spectre du ϕ et celui du J/ψ , ce qui est le cas. Au delà de 800 μm , la contribution provenant du ϕ est négligeable, ce qui n'est pas le cas pour le J/ψ qui présente une queue de distribution sur plusieurs millimètres, comme les contributions des mésons B et D. Ces distributions sont intégrées sur toutes les impulsions des muons. L'utilisation de l'offset pondéré dans la figure 6.5 permet de corriger cette dépendance en impulsion et indique une distinction encore plus marquée entre les différentes contributions. On peut déjà remarquer que le maximum des distributions des mésons B et D est légèrement décalé par rapport aux contribution promptes. Le croisement des distributions B et D à hautes valeurs d'offset pondéré devrait permettre une distinction de ces deux différentes contributions dans cette région là. On remarque qu'il est encore plus judicieux de représenter l'offset du dimuon. Les distributions des dimuons provenant de sources promptes seront peu modifiées que l'on représente l'offset d'un seul muon où des deux muons combinés. La forme des distributions (figure 6.6) des dimuons corrélés provenant de la désintégration d'une paire $B\bar{B}$ ou $D\bar{D}$, sera quant à elle modifiée puisque les deux muons vont avoir en moyenne des valeurs d'offset élevées. Cela conduit à un déplacement un peu plus net du maximum de la distribution et une distinction des différentes contributions encore plus marquée.

La queue à haute valeur d'offset dans la distribution du J/ψ est toujours observée et présente une pente similaire à la distribution de la beauté ouverte, et s'explique par la décroissance des mésons B en J/ψ , comme cela a été vérifié sur la figure 6.7. Grâce à ces distributions, on remarque qu'à l'aide d'un ajustement adapté, et de coupures sur l'offset pondéré du muon simple ou encore mieux du dimuon, il sera possible d'identifier la source de nos muons, conduisant ainsi aux nouvelles mesures physiques décrites précédemment.

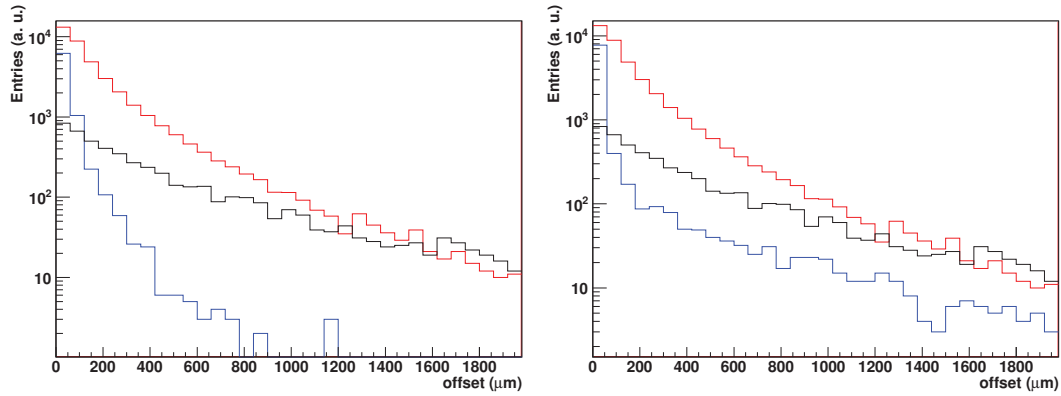


Figure 6.4 – Offset des muons provenant de la désintégration d'un méson B (noire), d'un méson D (rouge), d'un ϕ en bleu (figure de gauche) et d'un J/ψ en bleu (figure de droite).

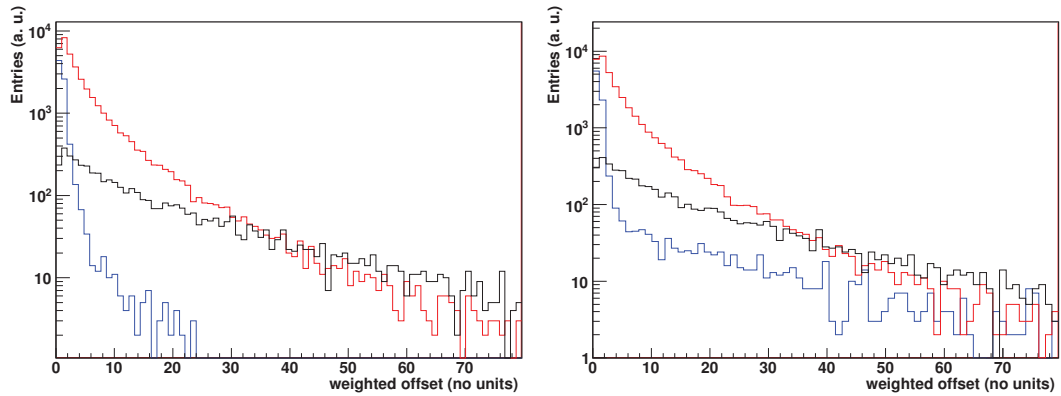


Figure 6.5 – Offset pondéré des muons provenant de la désintégration d'un méson B (noir), d'un méson D (rouge), d'un ϕ en bleu (figure de gauche) et d'un J/ψ en bleu (figure de droite).

6.1.3 Influence de l'incertitude au vertex et de la taille des pixels sur la détermination de l'offset

Les résultats précédents ont été obtenus toujours dans le cadre de simulations idéales, sans incertitude sur la position du vertex, avec des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$ et $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Il est important de regarder l'évolution des mesures au vertex et de la mesure de l'offset si un flou sur la position du vertex est appliqué où s'il est nécessaire d'utiliser des pixels de plus grande

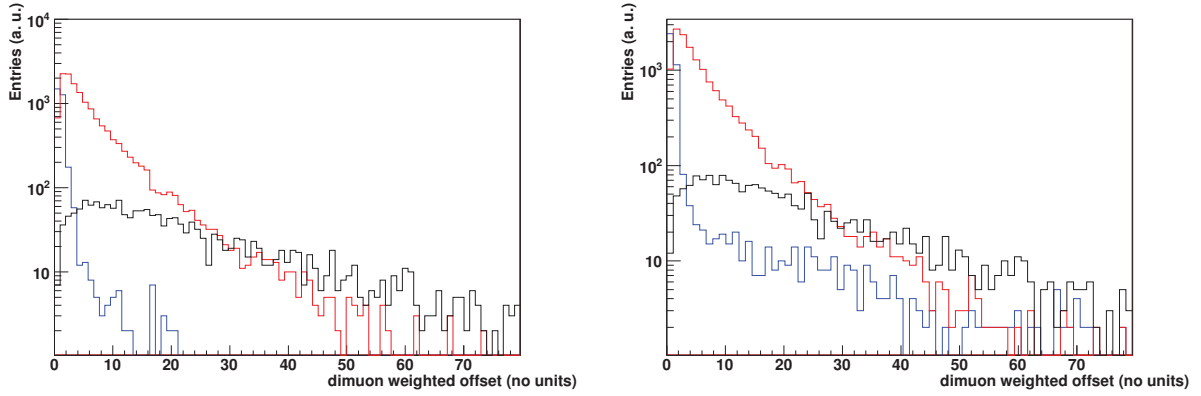


Figure 6.6 – Offset pondéré des dimuons provenant de la désintégration d’une paire $B\bar{B}$ (noire), d’une paire $D\bar{D}$ (rouge), d’un ϕ en bleu (figure de gauche) et d’un J/ψ en bleu (figure de droite).

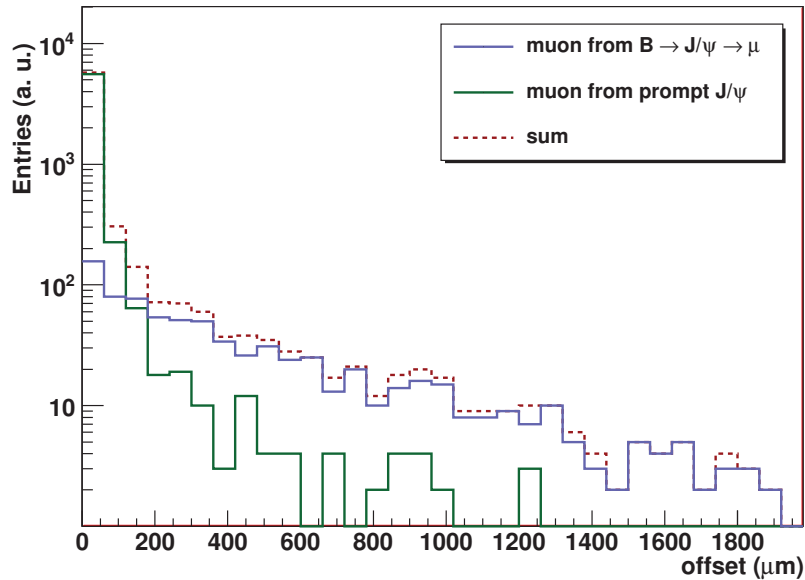


Figure 6.7 – Distribution en offset des muons provenant de J/ψ prompts (vert), de J/ψ provenant de la décroissance du B (violet), et somme des deux contributions (marron pointillé).

taille. Ces simulations ont été réalisées avec des pixels de $20\ \mu\text{m}$ par $20\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de Silicium. Le premier avantage de ces pixels va être de diminuer le nombre de voies de l'électronique de lecture. En effet, avec des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, le nombre de pixels nécessaires pour couvrir les 5 plans atteint 2 milliards, ce qui peut paraître considérable aussi bien en terme de coûts, qu'en terme de vitesse de lecture. La vitesse de lecture doit être suffisamment rapide pour éviter tout effet d'empilement d'événements, et garder ainsi la multiplicité dans les plans sous contrôle. En utilisant des pixels de taille $20\ \mu\text{m}$ par $20\ \mu\text{m}$, le nombre de voies diminue d'un facteur quatre non négligeable. L'épaisseur un peu plus importante simulée pour les plans, permet aussi d'envisager un support rigide d'une centaine de microns pour soutenir les plans. La même simulation de particules upsilon promptes que précédemment a été réalisée et la mesure de la résolution sur l'offset de l'upsilon a été extraite pour les coordonnées X et Y (voir figure 6.8). La dégradation de la résolution n'est pas si drastique que ça, et est d'environ un facteur 2. La résolution devient légèrement inférieure à $20\ \mu\text{m}$ à haute impulsion, et est proche des $50\ \mu\text{m}$ à basse impulsion.

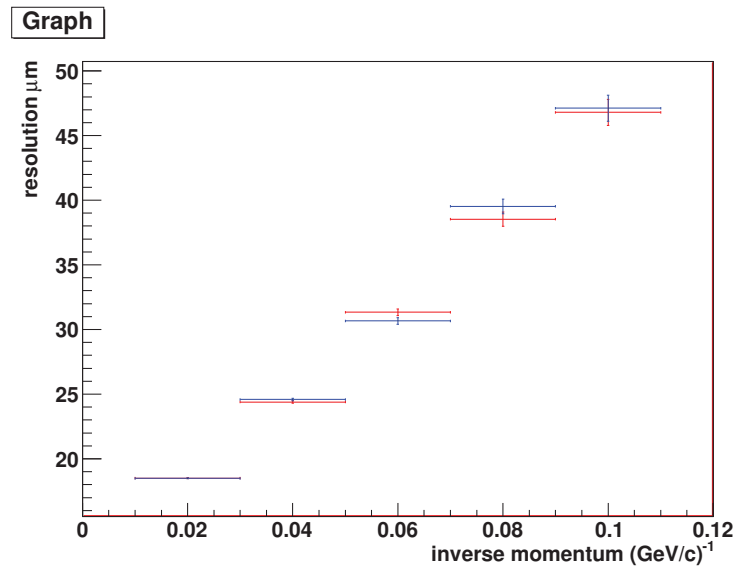


Figure 6.8 – Résolution au vertex en fonction de l'inverse de l'impulsion pour la coordonnée X (rouge) et Y (bleu) pour des pixels de $20\ \mu\text{m}$ par $20\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Pour la détermination de l'offset avec cette nouvelle taille de pixels, une incertitude sur la position du vertex a été ajoutée. Cette incertitude est simulée selon une gaussienne de largeur $35\ \mu\text{m}$ pour la coordonnée X et Y, qui est donc du même ordre de grandeur que la résolution sur l'offset de l'upsilon à bas p_T avec des pixels de $10\ \mu\text{m}$ par $10\ \mu\text{m}$, et un peu meilleure que la résolution actuelle de l'ITS sur les coordonnées transverses ($\sim 50\ \mu\text{m}$ voir chapitre 2). On prend ainsi en compte les possibles améliorations sur la mesure du vertex amenées par la future nouvelle couche de l'ITS. L'incertitude sur la coordonnée Z a été laissée volontairement faible (5 microns), pour observer principalement les effets de l'incertitude sur les coordonnées transverses.

Les deux distributions de la figure 6.9 sont à comparer aux deux distributions de la figure 6.4. On note une augmentation de la largeur de toutes les distributions, induite par l'incertitude sur le vertex et la nouvelle taille des pixels. Cependant la distinction des muons provenant de sources promptes avec les muons provenant du charme ouvert et de la beauté ouverte reste toujours réalisable. En conclusion, la dégradation des performances induite par l'utilisation de pixels de $20\ \mu\text{m}$

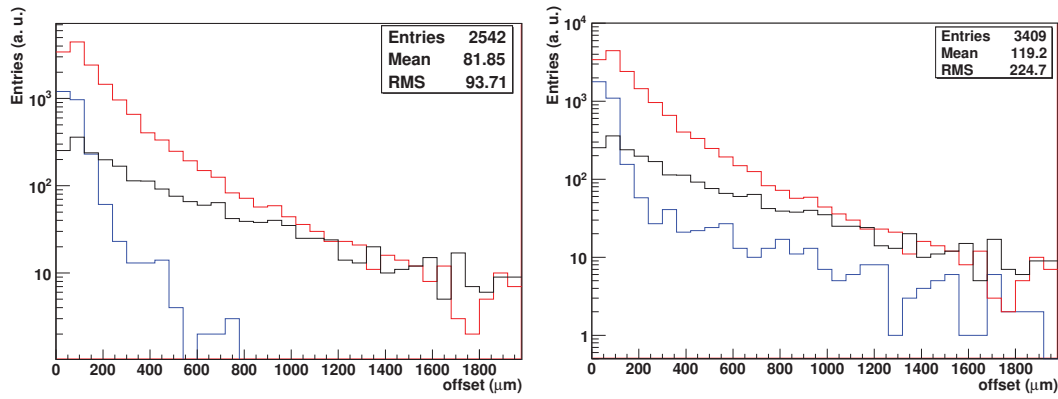


Figure 6.9 – Offset des muons provenant de la désintégration d’un méson B (noire), d’un méson D (rouge), d’un ϕ en bleu (figure de gauche) et d’un J/ψ en bleu (figure de droite) pour des pixels de $20\ \mu\text{m}$ par $20\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ d’épaisseur.

par $20\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$ d’épaisseur, reste acceptable pour ce qui concerne la mesure du vertex et de l’offset des muons.

6.2 Résolution en masse invariante des dimuons

Une amélioration de la résolution en masse invariante des dimuons reste une des motivations physiques clés pour l’ajout du MFT. La masse invariante au carré des dimuons s’écrit :

$$\begin{aligned}
 M^2 &= (E_1 + E_2)^2 - \|\vec{p}_1 + \vec{p}_2\|^2 \\
 &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \\
 &= 2p_1 p_2 (1 - \cos\theta)
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

avec m_1 , E_1 et \vec{p}_1 (m_2 , E_2 et \vec{p}_2) les masses, énergies et impulsions du premier (second) muon. Aux petits angles, comme c’est le cas dans l’acceptance du spectromètre, on peut ré-écrire la masse invariante comme :

$$M \approx \sqrt{p_1 p_2 \theta_{\mu\mu}^2} \tag{6.4}$$

avec $\theta_{\mu\mu}$ l’angle d’ouverture entre les deux muons. La résolution en masse se déduit de l’expression précédente :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{p_1}}{2p_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{p_2}}{2p_2}\right]^2 + \frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2} + \left[\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}}\right]^2} \tag{6.5}$$

Le terme $\frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2}$ exprime les corrélations sur les erreurs de mesure de l’impulsion des deux muons. Au vu de cette formule, une amélioration de la résolution en masse intervient soit par l’amélioration de la mesure de l’impulsion d’un des deux muons, ou des deux muons, soit par l’amélioration de la mesure de l’angle d’ouverture entre les deux muons. Dans NA60, l’amélioration de la résolution en masse était amenée principalement par une meilleure détermination de l’angle d’ouverture. En est-il de même dans ALICE ? Dans le chapitre précédent, il a été montré que l’influence du champ magnétique L3 était très faible dans la zone à l’avant de l’absorbeur, induisant une difficile détermination de l’impulsion des muons. Le trajectographie, comme elle

est faite actuellement, ne repose pas sur un ajustement indépendant de la trajectoire des particules dans le MFT, ne donnant ainsi pas accès à une mesure directe de l'impulsion par le MFT. La trajectographie est le direct prolongement des traces du spectromètre à muons, en assumant une efficacité de 100% des plans et une association des traces toujours correcte. On s'attend donc à ce que l'information de l'impulsion soit donnée par le spectromètre qui possède déjà une très bonne résolution, et à ne pas observer d'amélioration significative de l'impulsion pour la trace globale (spectromètre + MFT). C'est ce que l'on observe sur la figure 6.10 pour l'impulsion transverse à gauche et l'impulsion totale à droite de chaque muon détecté dans le spectromètre.

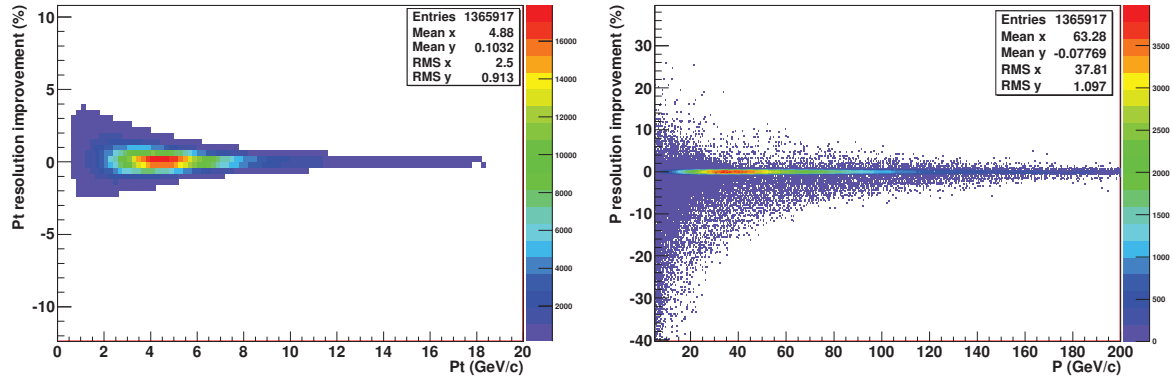


Figure 6.10 – Amélioration de la résolution sur la détermination de l'impulsion transverse (gauche) et de l'impulsion totale (droite) pour chaque muon détecté dans le spectromètre.

Le gain en résolution est défini comme étant :

$$Gain(\%) = \left(\frac{|A_{spectro} - A_{gen}|}{A_{gen}} \times 100 \right) - \left(\frac{|A_{spectro+MFT} - A_{gen}|}{A_{gen}} \times 100 \right) \quad (6.6)$$

où A prend tour à tour la valeur de l'impulsion, de l'impulsion transverse, de la pente selon la direction X, de la pente selon la direction Y et de l'angle d'ouverture entre les deux muons. L'indice *spectro* correspond à la valeur reconstruite avec le spectromètre, l'indice *gen* correspond à la valeur générée de la variable et l'indice *spectro + MFT* correspond à la valeur obtenue à partir de la trace globale combinant les informations du spectromètre et du MFT. Une valeur positive du gain est donc révélatrice d'une amélioration des performances amenée par le MFT, en comparaison avec les performances du spectromètre. Dans la figure 6.10, la valeur moyenne du gain est voisine de zéro, confirmant qu'aucune amélioration de l'impulsion du muon n'est amenée par le MFT. En effet, pour des muons d'impulsion 40 GeV/c par exemple, la déviation induite par le champ L3 est minime (chapitre 5 figure 5.35) et pas meilleure que la résolution des pixels du MFT de taille 10 μm . Les figures 6.10 présentent même une queue à basse impulsion indiquant une détérioration de la détermination de l'impulsion. Ce résultat est plutôt surprenant car si une amélioration de la détermination de l'impulsion était difficilement envisageable, une détérioration (autre que de simples fluctuations) est tout aussi surprenante et peut trouver plusieurs interprétations. La première hypothèse est que les outils d'extrapolation de la trace muon ne sont peut être pas bien adaptés à une extrapolation dans le champ magnétique de l'aimant L3. Ce problème peut être résolu en développant un algorithme de trajectographie indépendant pour la partie MFT. L'autre hypothèse avancée peut être que les fluctuations des pertes d'énergie dans l'absorbeur incluses dans le calcul de l'incertitude sur l'impulsion sont légèrement surestimées,

ce qui conduit à amener trop de poids aux mesures du MFT. Dans les deux cas, un réajustement des fonctions d'extrapolation devra être envisagé. Si l'on regarde maintenant, le gain sur la pente de la trajectoire selon la direction X et selon la direction Y (figure 6.11 gauche et droite), la détérioration n'est plus visible. Une amélioration de la détermination des deux pentes de l'ordre de 1.3% en moyenne est observée, et s'explique par l'information précise amenée par le MFT sur la position de la trace grâce aux pixels de 10 μm , et par le fait que le bon cluster ait été attaché à la trace. Un gain supplémentaire sur la résolution de ces variables pourrait être apporté par un réajustement de la trajectoire globale de la particule (étape de "smoothing"), à la fin de l'extrapolation, qui n'est pas encore réalisé actuellement.

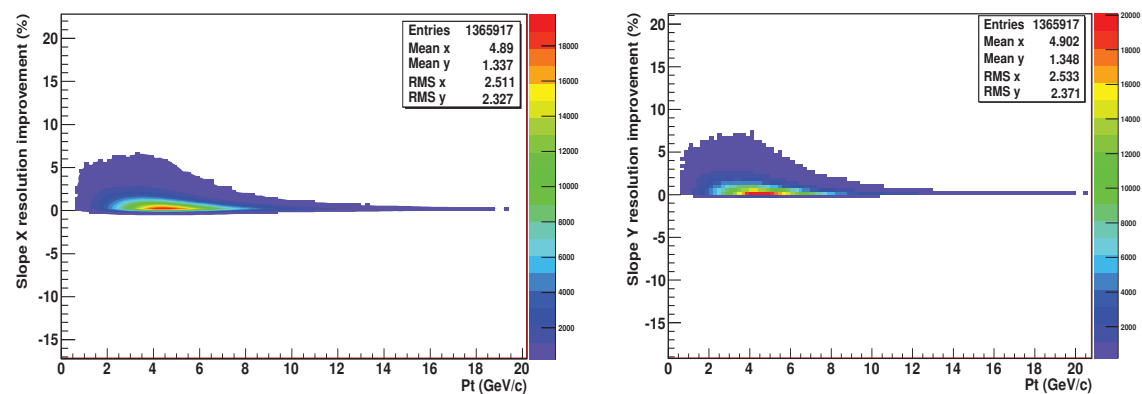


Figure 6.11 – Amélioration de la résolution sur la détermination de la pente selon la direction X (gauche) et de la pente selon la direction Y (droite) pour chaque muon détecté dans le spectromètre.

Il nous reste donc à regarder ce qu'il advient de l'angle d'ouverture du dimuon lorsque la mesure est réalisée avec le MFT. La figure 6.12 présentent l'amélioration de la reconstruction de l'angle d'ouverture des dimuons en fonction de la masse générée du dimuon pour la région des basses masses et du J/ψ à gauche et pour la région en masse de l' Υ à droite. L'amélioration est plus importante à basse masse car ce sont les muons qui vont subir le plus l'influence de la diffusion multiple. L'amélioration de l'angle est meilleure pour les résonances que pour le bruit de fond puisque les deux muons proviennent de la même origine. L'amélioration en terme de pourcentage pour chaque résonance est donnée dans le tableau 6.1.

Résonance	ω	ϕ	J/ψ	Υ
Amélioration de l'angle d'ouverture du dimuon (%)	~ 4.8	~ 3.6	~ 1.2	~ 0.38

Tableau 6.1 – Amélioration de l'angle d'ouverture du dimuon (%).

Cette amélioration de l'angle d'ouverture va donc avoir une incidence directe sur l'amélioration de la résolution en masse des dimuons, qui a pu être évaluée à partir des mêmes simulations. Ces simulations étant idéales, le vertex est parfaitement connu, et aucun désalignement des chambres à muons n'est introduit. Les valeurs des résolutions obtenues avec le spectromètre seul sont donc bien meilleures que celles effectivement obtenues grâce à l'analyse des premières données proton-proton (50 MeV/c^2 pour le ϕ et 80 MeV/c^2 pour le J/ψ avec l'alignement actuel).

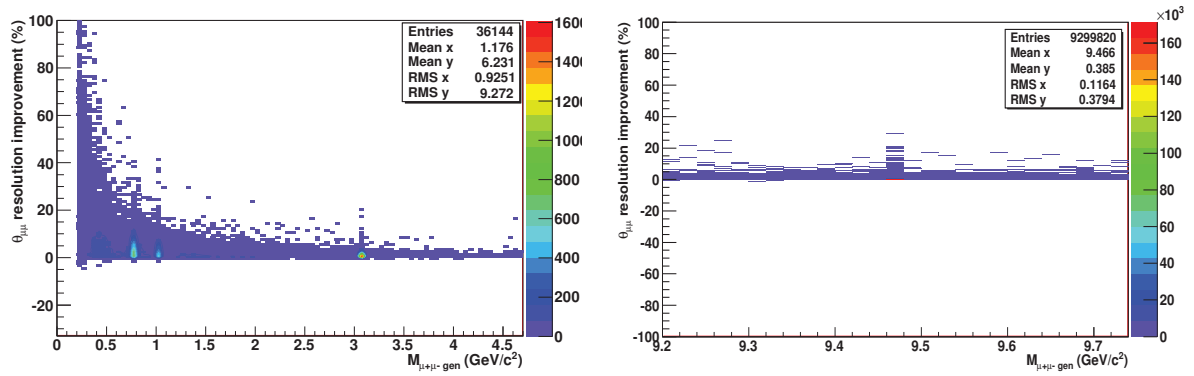


Figure 6.12 – Amélioration de la résolution sur la détermination de l’angle d’ouverture du dimuon en fonction de la masse invariante générée pour la région des basses masses et du J/ψ (gauche) et pour la région de l’upsilon (droite).

Afin de pouvoir comparer des lots d’événements identiques, la même simulation est utilisée pour comparer les performances du spectromètre seul avec les performances des traces reconstruites dans le spectromètre et le MFT. Pour ce faire, la trace muon doit avoir existé dans le MFT (pas de désintégrations dans l’absorbeur) et doit avoir formé un cluster dans chaque plan. Les clusters corrects sont directement attachés à la trace, sans étape d’association et de recherche de clusters. Le rejet du bruit de fond provenant des désintégrations intervenant dans les plans du MFT n’est donc pas effectué ici et il n’y a pas de contribution des mauvaises associations de traces ("fake matches"). Le niveau de bruit dans le spectromètre seul sera donc identique à celui dans le spectromètre + MFT dans les figures présentées. Ce bruit est donc essentiellement un bruit corrélé venant des contributions du charme ouvert et de la beauté ouverte, ainsi que des désintégrations de pions et kaons intervenant avant le plan numéro 1 du MFT. La figure 6.13 présente les spectres en masse invariante des dimuons pour la région des basses masses, masses intermédiaires (gauche) et hautes masses (droite). La courbe rouge représente le spectre tel qu’obtenu avec le spectromètre à muons. La courbe bleue correspond à la trace reconstruite grâce aux informations du MFT et du spectromètre. La statistique est identique pour les deux échantillons. L’amélioration de la résolution en masse est directement visible sur les spectres, et ce même pour la résonance upsilon (figure de droite).

Une évaluation chiffrée de cette amélioration grâce à un ajustement de chaque contribution a été réalisée, en ne considérant pas le bruit de fond à la reconstruction. Les fonctions d’ajustement utilisées pour les résonances de basses masses sont des pseudo-gaussiennes identiques à celle utilisées pour l’analyse des données. Les résonances J/ψ et Υ ont été ajustées grâce à de simples double-gaussiennes. Les valeurs obtenues sont répertoriées dans le tableau 6.2.

Résonance	ω	ϕ	J/ψ	Υ
Résolution spectromètre seul (simulations idéales) (MeV/c²)	~ 49	~ 41	~ 57	~ 85
Résolution spectromètre + MFT (MeV/c²)	~ 11	~ 7	~ 32	~ 69
Amélioration relative (MeV/c²)	~ 38	~ 34	~ 25	~ 16

Tableau 6.2 – Amélioration de la résolution en masse des dimuons apportée par le MFT.

La figure 6.14 montre l’ajustement réalisé pour la résonance ϕ telle que reconstruite dans le

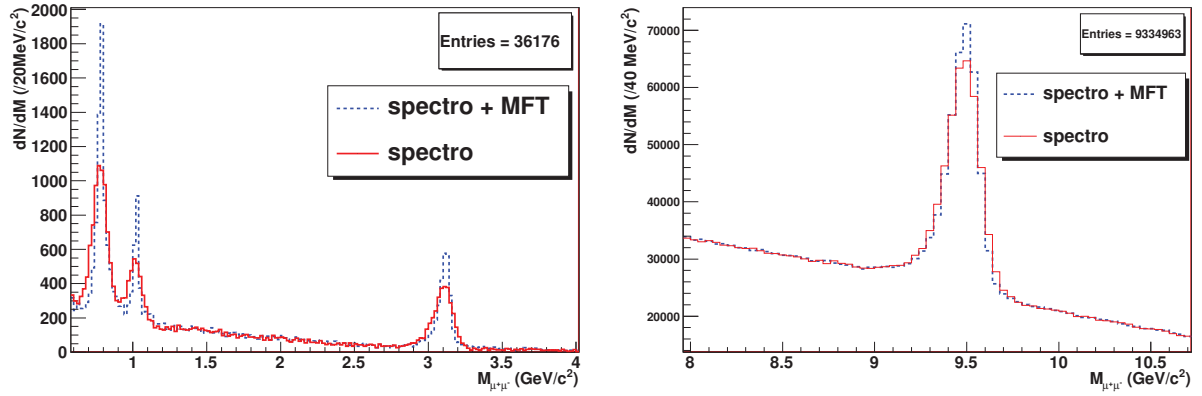


Figure 6.13 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés, dans la région des basses masses et du J/ψ (gauche) et dans la région de l' Υ (droite). La courbe rouge est reconstruite grâce à la trace qui provient du spectromètre à muons. La courbe bleue est reconstruite grâce à la trace qui contient les informations du spectromètre et du MFT.

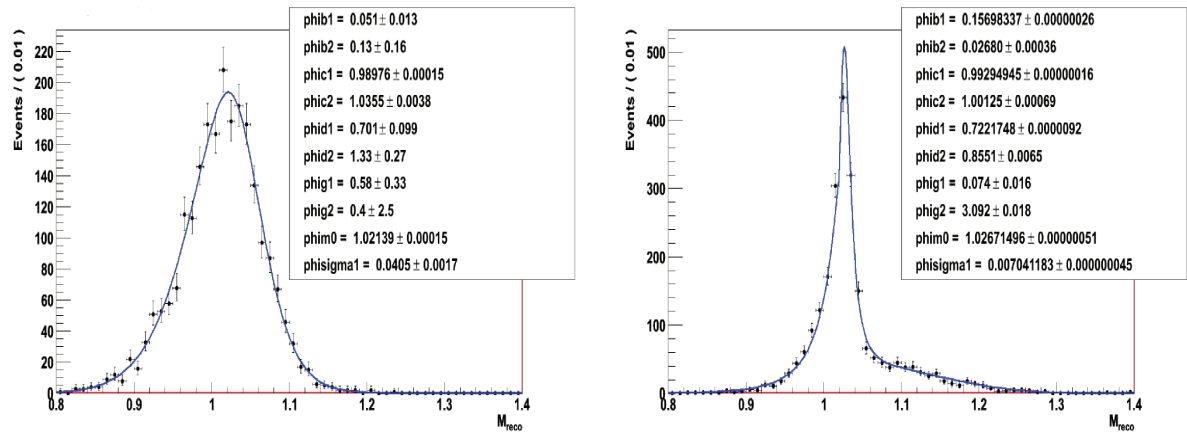


Figure 6.14 – Spectre en masse invariante des dimuons provenant de la résonance ϕ reconstruit avec le spectromètre (gauche) et avec le spectromètre + MFT (droite).

spectromètre à gauche et dans le spectromètre + MFT à droite. Pour la même raison qu’invocée pour l’amélioration de l’angle d’ouverture, l’amélioration de la résolution est plus importante dans la région des basses masses, avec $38 \text{ MeV}/c^2$ d’amélioration pour la résonance ω . Il convient de souligner que ces chiffres restent l’amélioration maximale que pourra amener l’utilisation du MFT, dans des conditions parfaites d’utilisation. À l’aide de simulations réalistes, paramétrées à partir des performances du spectromètre obtenues dans les données 2010, il sera nécessaire de ré-évaluer l’amélioration de la résolution. Elle peut en effet être dégradée par un mauvais alignement des chambres à muons ou des plans de pixels. L’amélioration du rapport signal sur bruit induit par le rejet des pions et kaons se désintégrant dans l’absorbeur ou dans les plans de pixels doit aussi être évaluée. Autre point important, les simulations doivent désormais utiliser l’algorithme d’association des traces qui a été développé et qui est présenté dans la section suivante. En effet les mauvaises associations des traces du MFT avec les traces du spectromètre pourraient conduire à la détérioration du rapport signal sur bruit. On ne s’attend d’ailleurs pas forcément à une contribution continue au spectre en masse invariante de ces mauvaises associations. En effet, des pics artificiels peuvent se superposer aux résonances puisque bien souvent la trace muon, va être associée avec une vraie trace physique, qui n’est certes pas la bonne, mais qui aura des propriétés cinématiques voisines de la bonne trace. Afin d’évaluer ces effets, des simulations supplémentaires seront nécessaires. Il reste donc à aborder le dernier aspect (et non des moindres) relatif à la faisabilité du projet, et qui concerne le point critique qu’est l’association des traces MFT et spectromètre.

6.3 Association des traces du spectromètre avec les traces du MFT

Revenons brièvement aux choix utilisés dans NA60 pour réaliser l’association des traces, afin d’expliquer nos choix pour l’algorithme qui a été développé pour ALICE. Dans NA60, la trajectographie de toutes les traces était réalisée dans le télescope, puis dans le spectromètre, et les traces étaient ensuite associées en coordonnées et en impulsion. Cela est rendu possible de part la présence du dipôle. ALICE ne possédant pas de dipôle dans la région centrale, on se propose pour l’instant de reconstruire uniquement les traces muons. L’association en impulsion des traces s’annonce difficile, au vu de la faible déviation induite par le champ magnétique dans la partie centrale (voir chapitre 5). Le choix d’un système indépendant de trajectographie dans le MFT n’a pas été retenu pour pouvoir conclure sur la faisabilité, même si à terme ce genre d’algorithme devra être développé pour avoir accès aux caractéristiques globales des événements, comme la mesure de la multiplicité vers l’avant.

6.3.1 Principe général

L’algorithme de trajectographie et d’association des traces fonctionne de la façon suivante (voir schéma 6.16) :

- La trace muon est reconstruite dans le spectromètre et passe les coupures qui seront détaillées plus loin.
- La trace muon est extrapolée à travers l’absorbeur, jusqu’au plan numéro 5 du MFT. Les corrections des pertes d’énergie sont effectuées mais la correction de Branson n’est pas appliquée pour les premières estimations qui vont suivre. Aucune hypothèse n’est en effet faite sur la position du vertex. L’erreur sur les coordonnées de la trace extrapolée définit la zone de recherche des clusters compatibles. Aucune coupure sur la taille de la surface de

recherche n'est appliquée, de façon à ne pas perdre la bonne trace dans le plan numéro 5 (si elle existe, c'est à dire que le muon ne provient pas d'une désintégration dans l'absorbeur).

- Il faut maintenant définir un critère afin de décider si la nouvelle trace construite en ajoutant l'information du cluster 5 à l'information de la trace du spectromètre est suffisamment compatible avec les informations amenées par la trace spectromètre seul. On définit pour cela un $\chi^2_{cluster}$ qui s'écrit :

$$\chi^2_{cluster} = \frac{\Delta x^2 \sigma_y^2 + \Delta y^2 \sigma_x^2 - 2\Delta x \Delta y \text{cov}(x, y)}{\sigma x^2 \sigma y^2 - \text{cov}^2(x, y)} \quad (6.7)$$

avec Δx et Δy la distance entre le cluster testé et la trace extrapolée selon la direction X et selon la direction Y (voir figure 6.15). σx^2 , σy^2 et $\text{cov}(x, y)$ sont les éléments de la matrice de covariance des paramètres de la trace muon après extrapolation (pour les erreurs sur les coordonnées X et Y, la taille des clusters est aussi prise en compte).

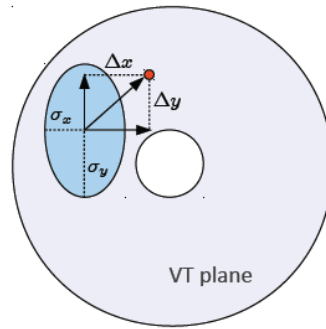


Figure 6.15 – Schéma de principe de la définition de la zone de recherche.

Cette expression du $\chi^2_{cluster}$ peut se ré-écrire, si les coordonnées X et Y ne sont pas corrélées comme :

$$\chi^2_{cluster} = \frac{\Delta x^2}{\sigma x^2} + \frac{\Delta y^2}{\sigma y^2} = 2n_\sigma^2 \quad (6.8)$$

avec n_σ le nombre de déviations standards. Pour chaque cluster satisfaisant au critère sur le $\chi^2_{cluster}$ dans la zone de recherche, la trace globale correspondante (informations spectromètre + cluster 5) est construite et propagée, à l'aide du filtre de Kalman, jusqu'au plan 4 en prenant en compte les effets de matière dus à l'épaisseur des plans.

- Chaque trace va donc avoir une zone de recherche, dans le plan 4, qui lui est propre. Il faut noter que la granularité des plans va jouer un rôle primordial ici et dans les plans suivants pour la restriction de la zone de recherche. Le test sur le $\chi^2_{cluster}$ est à nouveau effectué pour chaque trace et chaque cluster. Toutes les traces compatibles sont à nouveau construites et propagées jusqu'au plan numéro 3. Et on recommence l'opération jusqu'au plan numéro 1, où l'on pourra déterminer le nombre de candidats finaux ayant survécu aux coupures sur le $\chi^2_{cluster}$ effectuées dans les 5 plans.
- Les traces finales sont ensuite extrapolées jusqu'à la coordonnée Z de l'interaction en corrigeant des effets de matière à la traversée de la fenêtre de 800 μm de Béryllium du tuyau conique.

Un premier point à souligner pour que cet algorithme soit viable est que le nombre d'associations possibles ne doit pas aller en divergeant, lorsqu'on se rapproche du premier plan. En pratique, une convergence du nombre d'associations possibles est observée après le plan numéro 3 qui joue un rôle crucial pour réduire le nombre de candidats finaux.

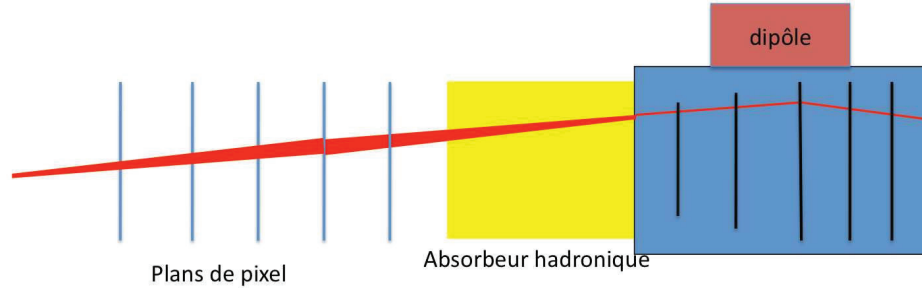


Figure 6.16 – Schéma de principe de l'association des traces.

6.3.2 Les caractéristiques des différentes simulations

L'efficacité d'association des traces va dépendre fortement de la multiplicité atteinte lors des collisions. Afin de voir l'influence de la multiplicité, différents systèmes ont été étudiés en simulation. Le but ici est d'établir des conditions limites à l'association des traces et de poser les premières estimations du nombre de traces muons qui pourront être traitées. Le MFT a un intérêt physique en collisions pp mais principalement en collisions Pb-Pb, collisions dédiées à l'étude du PQG dans ALICE. Il faudra donc trouver des solutions pour réaliser l'association même dans le cas des multiplicités très élevées atteintes en collisions Pb-Pb centrales. Il est important d'explorer aussi le cas des collisions de noyaux plus légers, qui sont prévues dans le programme de physique du LHC, comme les collisions Ar-Ar [64] ou Ca-Ca qui ont l'avantage d'atteindre des multiplicités moindres, tout en permettant des études du milieu formé. Plusieurs simulations ont donc été réalisées :

- Des collisions pp à 14 TeV avec Pythia + AliGenMuonCocktailpp avec un nombre de particules chargées à mi-rapacité $dN/d\eta = 15$ (figure 6.17 gauche).
- Des collisions Pb-Pb périphériques entre 10 et 15 fm à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV avec HIJING et un nombre de particules chargées à mi-rapacité $dN/d\eta = 300$ (figure 6.17 centre).
- Des collisions Ca-Ca centrales entre 0 et 2 fm à $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV avec HIJING et un nombre de particules chargées à mi-rapacité $dN/d\eta = 900$ (figure 6.17 droite).
- Des collisions Pb-Pb semi-centrales entre 3 et 10 fm à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV avec HIJING et un nombre de particules chargées à mi-rapacité $dN/d\eta = 2500$ (figure 6.18 gauche).
- Des collisions Pb-Pb centrales entre 0 et 3 fm à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV avec HIJING et un nombre de particules chargées à mi-rapacité $dN/d\eta = 6000$ (figure 6.18 droite). La multiplicité utilisée dans ces simulations très centrales nous permet d'avoir un facteur de sécurité assez conséquent. En effet, les premières données obtenues en collisions Pb-Pb centrale à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, indiquent une multiplicité de 1600 particules primaires chargées à

mi-rapacité [58] allant dans le sens d'une sur-estimation par HIJING de la multiplicité à 5.5 TeV.

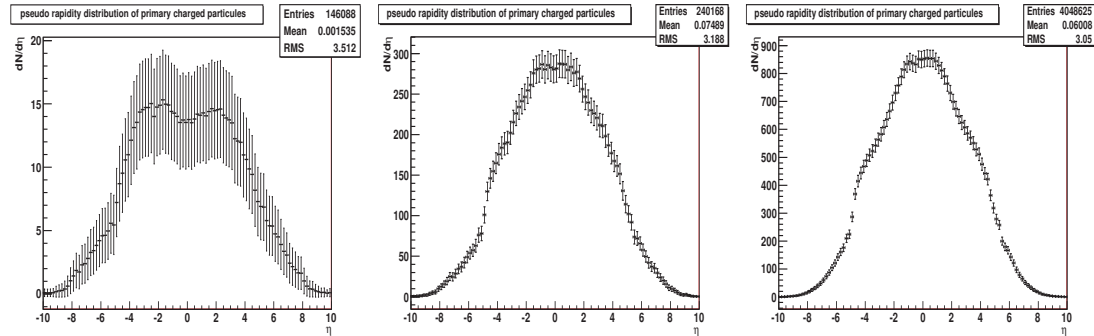


Figure 6.17 – Multiplicité en fonction de la pseudo-rapacité dans la simulation pp (gauche), Pb-Pb périphérique (centre), et Ca-Ca (droite).

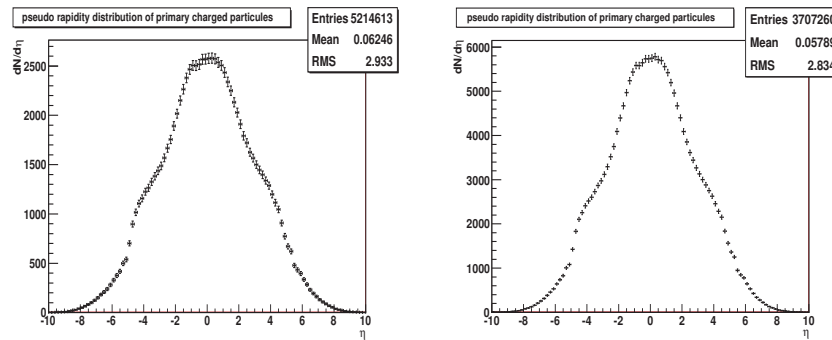


Figure 6.18 – Multiplicité en fonction de la pseudo-rapacité dans la simulation Pb-Pb semi-centrale (gauche) et centrale (droite).

6.3.3 La sélection des traces muons dans le spectromètre

Au vu du nombre conséquent de traces qui peut être atteint en collisions Pb-Pb centrales, il n'est donc pas question de chercher à reconstruire vers l'avant n'importe quelle trace muon. Un jeu de coupures va être appliqué pour sélectionner les traces muons que l'on se proposera d'associer, et qui auront ainsi une plus grande probabilité d'être associées avec la bonne trace devant l'absorbeur. Les coupures sont présentées ici dans l'ordre dans lequel elles sont effectuées :

- La première coupure consiste à demander au muon d'avoir laissé une information dans les chambres de déclenchement du spectromètre ("trigger matching") afin de diminuer la contamination provenant des hadrons.
- La seconde coupure est au niveau de la position du muon en sortie de l'absorbeur. La trace muon doit en effet avoir un rayon en fin d'absorbeur supérieur à 26.4 cm, c'est-à-dire un angle supérieur à 3 degrés (figure 6.19). Cette coupure permet de rejeter les muons traversant la plus grande densité de matière dans l'absorbeur et donc subissant les plus forts effets

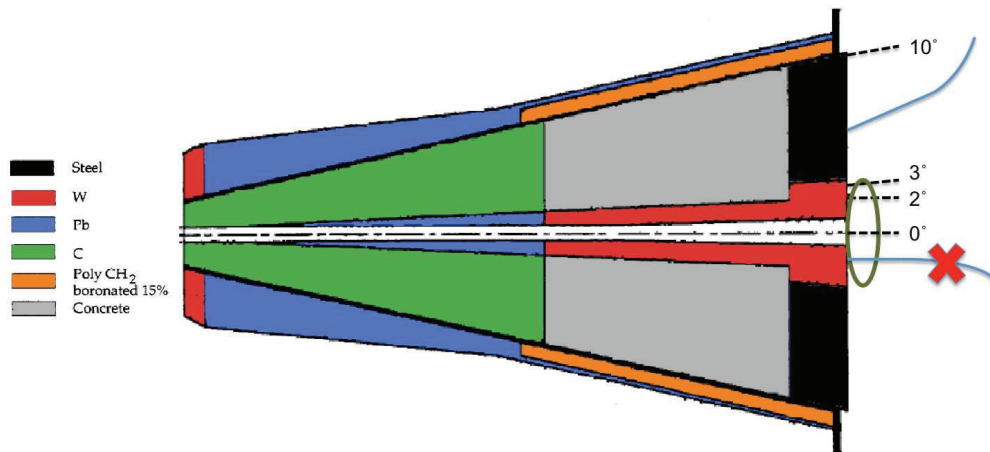


Figure 6.19 – Illustration de la coupure sur le rayon en fin d'absorbeur.

de diffusion multi-coulombienne.

- La dernière coupure concerne l'impulsion transverse des muons simples, là encore dans le but de minimiser les effets de la diffusion multi-coulombienne, comme on l'a montré dans le chapitre 5. Différentes coupures ont été testées : $p_T > 0.5$ GeV/c (la coupure naturelle du spectromètre), $p_T > 0.7$ GeV/c (une coupure intermédiaire), $p_T > 1$ GeV/c (coupure envisagée pour la physique du J/ψ) et $p_T > 2$ GeV/c correspondant à la physique de l' Υ .

Ces coupures (avec la coupure en p_T à 0.5 GeV/c) sont les coupures standards utilisées actuellement dans la plupart des analyses de la physique des muons. Voyons l'effet immédiat de ces coupures sur nos performances d'association des traces. Pour cela il convient de définir ce qui va distinguer une "bonne association" d'une "mauvaise association". Afin de tester l'efficacité de l'algorithme, on va d'abord chercher à voir si l'on peut associer les traces qui proviennent du vertex ou dont la désintégration a eu lieu avant le premier plan de pixels. Si l'efficacité des plans est de 100%, ces traces doivent donc laisser au moins un cluster dans chaque plan. Ces traces sont définies comme étant des traces "matchables" (associables). Ce cas de figure correspond aux deux schémas du haut de la figure 6.20. Les traces non "matchables" seront par opposition, les muons qui proviennent de désintégrations entre les plans du MFT (schéma du bas figure 6.20) ou les muons qui proviennent de désintégrations dans l'absorbeur. Dans le cas des muons qui proviennent d'une désintégration dans le MFT, on peut distinguer deux cas :

- Le muon est associé avec la particule mère dont il est issu (schéma 6.20 en bas à gauche). Dans ce cas, on ne peut pas vraiment parler d'une mauvaise association.
- Le muon est associé avec une autre trace quelconque autre que sa mère. Cette association est définie comme étant une mauvaise association ("pure fake"). Ce cas de figure n'est pas à négliger de part la forte multiplicité régnante dans les plans du MFT.

Pour rejeter les muons provenant de pions et de kaons et améliorer le rapport signal sur bruit, il faudra être capable de distinguer expérimentalement ces différents cas de figures. Afin d'évaluer l'efficacité d'association des traces, c'est-à-dire les performances de l'algorithme développé,

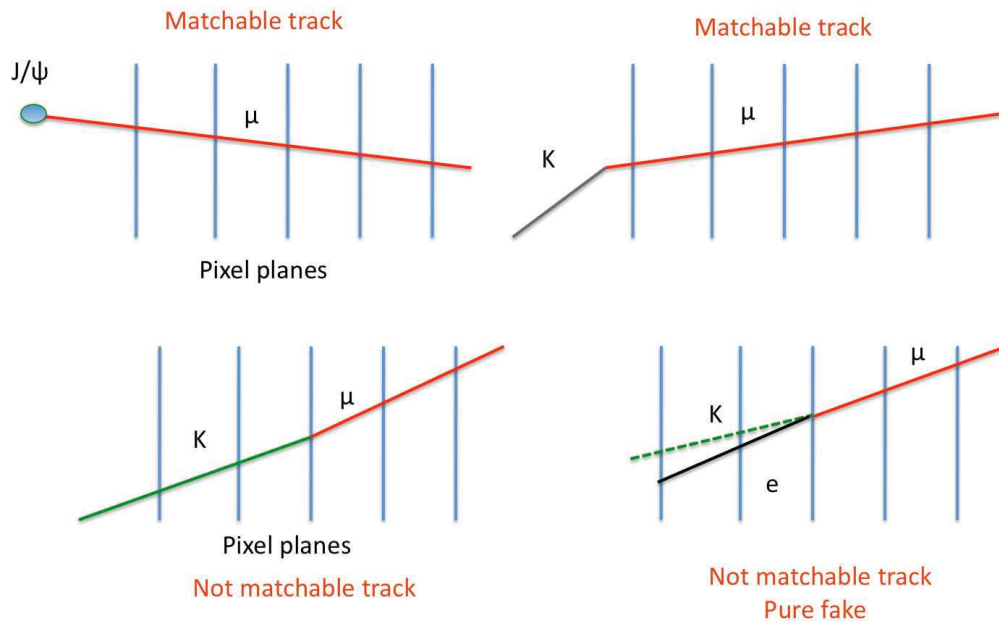


Figure 6.20 – Illustration de la définition d'une trace matchable et non matchable.

on utilisera le MONTE CARLO pour faire la distinction entre les traces matchables et non matchables. Une fois nos traces matchables définies, il faut aussi définir le critère qui nous permettra de dire qu'une trace a bel et bien été associée correctement. Cela va résider principalement, dans le nombre de clusters corrects dans le MFT utilisés pour reconstruire la trace globale finale. Un critère assez évident est de considérer que la trace correcte doit avoir plus de la moitié des clusters du MFT corrects pour être considérée comme associée. Le critère a en fait été choisi de considérer une trace comme correctement associée si 4 ou 5 sur les 5 clusters dans le MFT sont corrects ¹. On verra dans la partie sur les résultats complémentaires que pour la majorité des cas, le nombre de clusters corrects est de 5 sur 5. Une trace correctement associée sera appelée trace "matchée". Après ces définitions, on comprend bien que le nombre de traces matchées dans le MFT, sur le nombre de traces matchables, va nous renseigner sur notre efficacité d'association des traces. Il faut maintenant s'intéresser au nombre de candidats finaux qui survivent à la fin de l'extrapolation. La moyenne de la distribution des candidats finaux n'est pas forcément la variable la plus pertinente à regarder puisqu'elle est faussée par la présence de quelques traces qui peuvent se retrouver avec une centaine de candidats finaux ². On se propose ici de regarder le profil de la distribution en calculant la probabilité d'avoir un candidat, deux candidats, etc... La probabilité d'avoir zéro candidat final n'est pas prise en compte ici, mais rentrera en compte dans le rapport nombre de traces matchées sur nombre de traces matchables. Les traces avec zéro candidat final sont par définition des traces qui ne satisferont pas les critères d'une trace matchée. Ces traces avec zéro candidat vont provenir principalement du cas de figure où la coupure appliquée sur le $\chi^2_{cluster}$ est trop sévère et la bonne trace est ainsi perdue, ou bien de muons qui proviennent du bruit de fond et non donc pas de traces correspondantes dans le MFT. La probabilité d'avoir un candidat ou X candidats finaux est regardée pour une trace muon quelconque (qu'elle soit mat-

1. On utilise ici l'identifiant MONTE CARLO qui correspond à la trace à l'origine du cluster pour vérifier que le cluster est bien celui correspondant à la trace muon extrapolée.

2. La moyenne des distributions en nombre de candidats sera tout de même présentée dans la section sur les résultats complémentaires avec l'algorithme optimisé, à titre indicatif.

chable ou non). Pour une coupure sur le $\chi^2_{cluster}$ donnée (la coupure sur le $\chi^2_{cluster}$ est fixée telle que $n_\sigma=2$), et dans le cas de collisions Ca-Ca centrales, on peut regarder l'évolution de la probabilité d'avoir un nombre X de candidats finaux (X variant de 1 à plus de 100), après application des différentes coupures de sélection du muon. C'est ce qu'indique la figure 6.21.

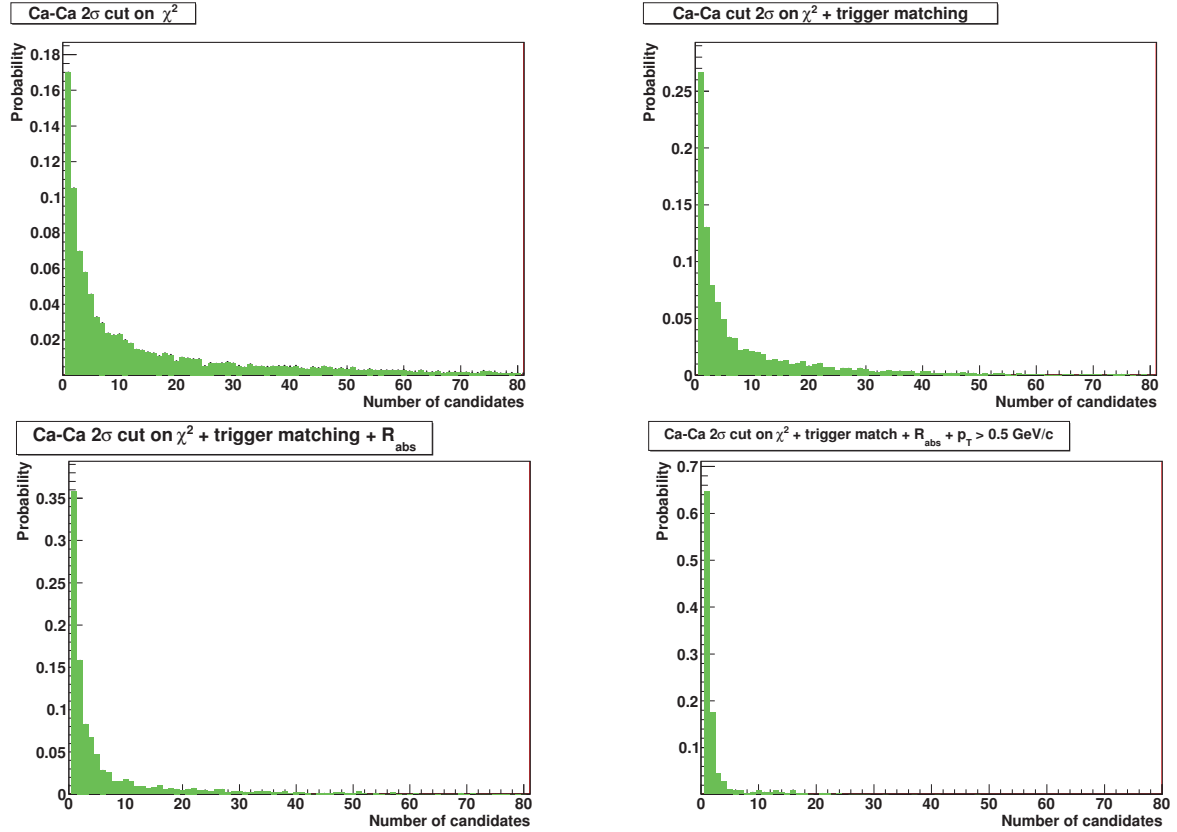


Figure 6.21 – Évolution de la probabilité en fonction du nombre de candidats dans le cas où aucune sélection des muons du spectromètre n'est faite (en haut à gauche), dans le cas où le muon déclenche dans le spectromètre (en haut à droite), dans le cas où le muon déclenche dans le spectromètre et la coupure sur R_{abs} est demandée (en bas à gauche), dans le cas où le muon déclenche dans le spectromètre, la coupure sur R_{abs} et une coupure sur le p_T de la trace supérieur à 0.5 GeV/c sont demandées (en bas à droite).

La probabilité d'avoir un seul candidat final est de seulement 17% dans le cas où aucune coupure n'est appliquée. Elle passe à 27% quand un muon qui déclenche dans le spectromètre est requis, puis à 36% quand on ajoute la condition supplémentaire sur le rayon en fin d'absorbeur, pour atteindre finalement 65% avec l'ajout de la coupure en p_T . Dans le même temps le rapport nombre de traces matchables sur nombre de traces matchées, évolue lui aussi dans le bon sens. Il passe de 59% sans pré-sélection des traces à 77% avec toutes les sélections. La pré-sélection des traces va donc jouer un rôle clé pour atteindre un nombre de candidats raisonnables tout en maximisant l'efficacité d'association des traces.

6.3.4 Quelques caractéristiques globales

Le nombre de variables mises en jeu pour caractériser cette association des traces étant assez important, on se propose d'abord de faire ressortir quelques comportements globaux, afin de comprendre un peu mieux comment il va être possible d'atteindre un nombre raisonnable de candidats finaux. On peut tout d'abord s'intéresser au nombre de ces candidats finaux en fonction de l'impulsion transverse, comme le montre la figure 6.22. La coupure sur le $\chi^2_{cluster}$ est laissée volontairement large pour étudier le comportement des muons possédant un très grand nombre de candidats finaux. On remarque que même si la moyenne du nombre de candidats est de 20 environ, l'essentiel des traces aura moins de 10 candidats finaux à $p_T = 1$ GeV/c et ce même avec un algorithme encore non optimisé et en étant peu sélectif sur les clusters testés. Le nombre de candidats diminue fortement lorsqu'on augmente l'impulsion transverse, comme attendu.

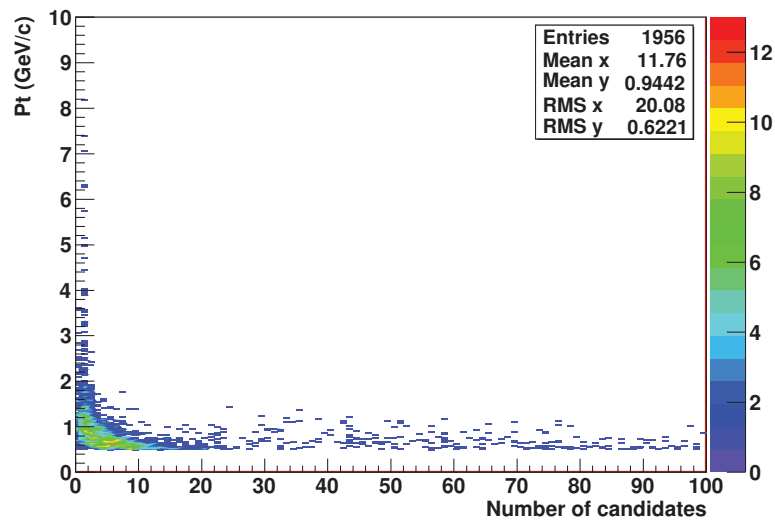


Figure 6.22 – Impulsion transverse versus nombre de candidats pour une collision Ca-Ca avec une grande valeur pour la variable n_σ (4.5).

Autre point déterminant, la surface de recherche dans le plan numéro 5 doit être la plus petite possible tout en conservant la trace correcte provenant du signal à l'intérieur. Cette surface dépend fortement de la connaissance du vertex, comme le montre la figure 6.23. Dans la figure de gauche, aucune contrainte n'est imposée au vertex, et la surface de recherche est en moyenne de 30 cm^2 , correspondant donc à une bonne partie de la superficie du plan numéro 5. Si l'on impose une contrainte sur la position du vertex avec une erreur de 7 mm (ce qui reste assez raisonnable puisque le signal ainsi que les mésons B et D ne voyagent que sur une centaine de microns), la surface de recherche est réduite à 1 cm^2 en moyenne. Il sera donc intéressant d'explorer, dans le cadre de l'amélioration de l'algorithme cette contrainte sur la zone de recherche.

La figure 6.24 va nous permettre de comprendre visuellement sur un exemple concret comment se passe l'extrapolation d'une trace. Dans cet exemple, le muon détecté provient de la désintégration d'un méson B. Les points noirs correspondent à tous les impacts détectés dans les plans du MFT. Les points bleus sont les impacts compatibles avec la trace extrapolée dans chaque plan. Le point vert représente le cluster correct d'après le MONTE CARLO. Visuellement, on voit très bien que notre zone de recherche dans le plan numéro 5 est immense en regard de la taille du plan, conduisant à un nombre de traces possibles conséquent. Cependant, dès le plan numéro 4,

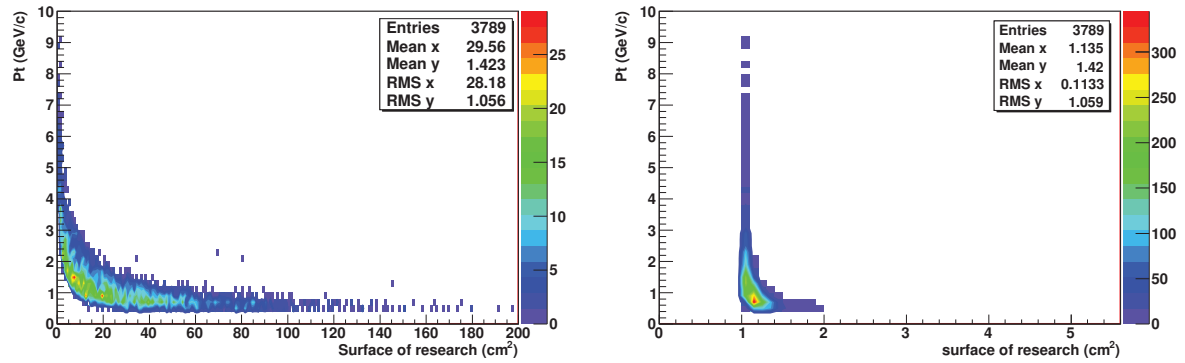


Figure 6.23 – Surface de recherche dans le 5^{ème} plan du MFT en fonction de l’impulsion transverse du muon pour une coupure à $n_\sigma = 3$, sans aucune hypothèse sur le vertex (à gauche), avec une sélection de la zone autour du vertex dans une fenêtre de 7 mm (à droite).

le nombre de traces possibles survivant à une coupure assez large sur le χ^2 s’est déjà considérablement réduit, pour converger vers le nombre de 2 traces possibles dans le dernier plan, dont la trace correcte. Comment cela est-il possible ? Le facteur déterminant ici va être la réduction de la surface de recherche amenée par la très grande granularité des plans, et l’application du filtre de Kalman à chaque étape de l’extrapolation. Prenons l’exemple d’une trace muon d’impulsion transverse 2 GeV/c. Selon la coordonnée X, la zone de recherche dans le plan 5 est d’environ 4 cm (avec en moyenne 150 hits par cm^2 à très haute multiplicité, le nombre d’associations possibles est conséquent). Dans le plan numéro 4, l’erreur selon X n’est déjà plus que de 300 μm . Elle n’est plus que de l’ordre de la dizaine de microns au niveau du plan 3 expliquant le fait que le nombre de traces ne diverge pas. Dans le plan 1 enfin, elle reste de l’ordre de quelques microns expliquant ainsi comment il sera possible d’obtenir une si bonne résolution au niveau du vertex. La granularité des plans et le fait d’utiliser des pixels de 10 μm par 10 μm sont donc primordiaux pour atteindre un très bon taux d’association des traces. La réussite de l’association dépend fortement aussi du succès de l’association dès le plan 5 (le bon cluster doit être dans la zone de recherche et passer le test sur le $\chi^2_{cluster}$). Il faudra donc probablement doubler ce plan pour pallier une éventuelle inefficacité. Des études systématiques en faisant varier la taille des pixels, mais aussi la géométrie du tube³ sur les performances de l’association des traces seront donc nécessaires, en cas de problème avec l’intégration du tube conique ou si une augmentation de la taille des pixels est nécessaire.

6.3.5 Estimation du nombre de traces traitables

On va pouvoir désormais extraire une première estimation du nombre de traces traitables. Avant de définir un critère qui nous permettra de choisir une trace parmi les candidats finaux lorsqu’il y en a plusieurs, on va d’abord regarder quel est le pourcentage de chance pour que, lorsqu’il ne reste qu’un seul candidat à la fin de la procédure, ce candidat soit le bon. Cette étude sera faite pour tous les systèmes et toutes les coupures en p_T . La première étape consiste à optimiser la coupure sur le $\chi^2_{cluster}$. Pour cela il faut à la fois maximiser le rapport nombre de traces matchées sur nombre de traces matchables ainsi que la probabilité d’avoir un seul candidat

3. On le rappelle ces résultats ont été obtenus avec un tuyau conique donc un taux de production de particules secondaires faible.

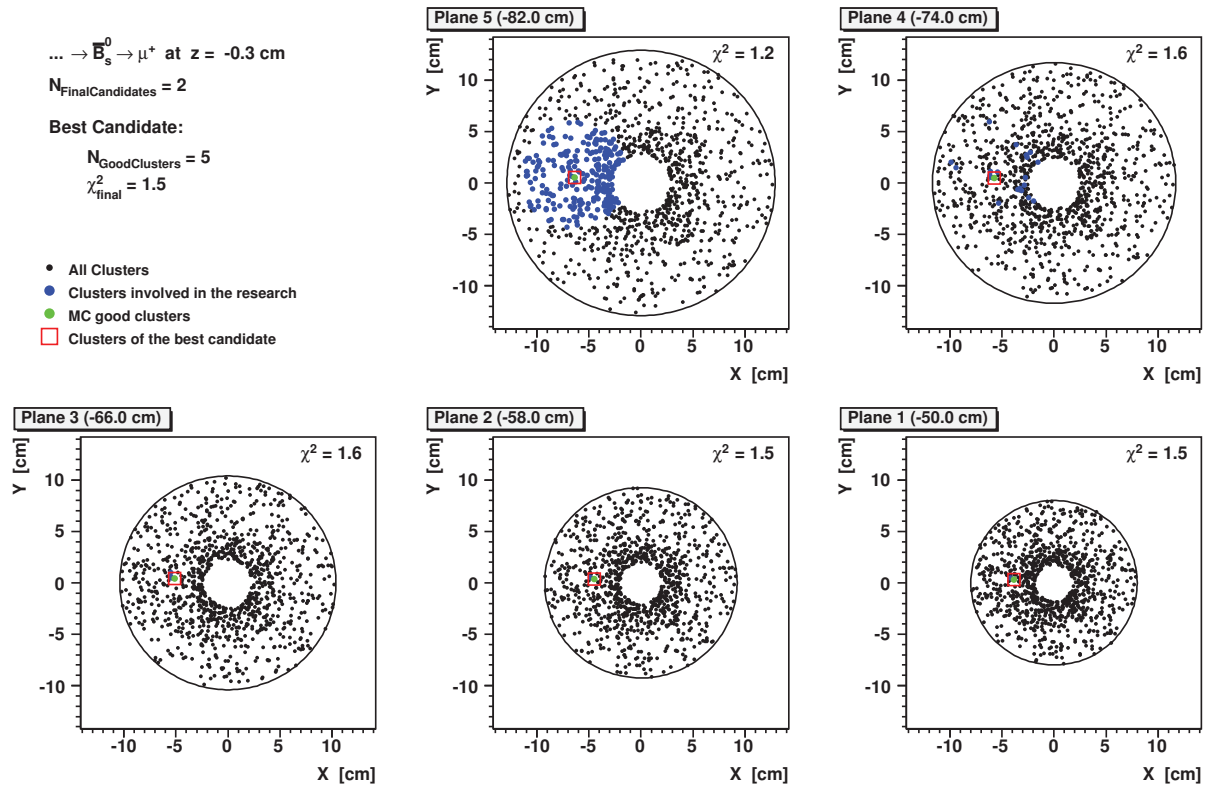


Figure 6.24 – Illustration de la procédure de recherche de la trace muon dans les plans du MFT pour un événement Ca-Ca central.

unique à la fin de l'extrapolation, comme le montre la figure 6.25. Le tableau 6.3 regroupe les valeurs du meilleur n_σ pour tous les systèmes testés et toutes les coupures en p_T .

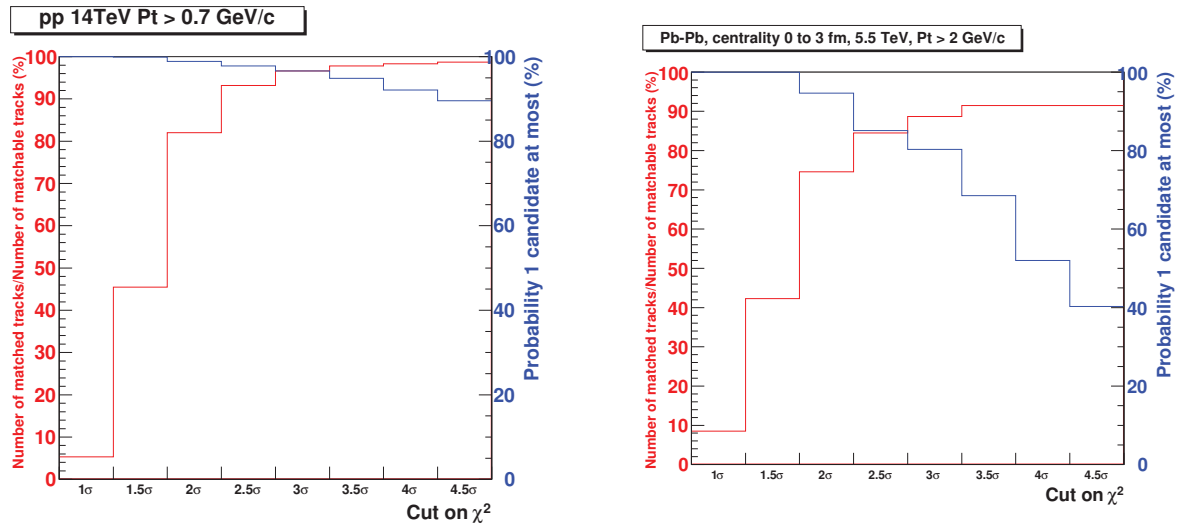


Figure 6.25 – Optimisation de la coupure en $\chi^2_{cluster}$ pour les collisions pp avec une coupure sur le p_T à 0.7 GeV/c (gauche) et pour les collisions Pb-Pb avec la coupure en p_T à 2 GeV/c (droite).

Système de la collision	pp	Pb-Pb périphériques	Ca-Ca	Pb-Pb semi-centrales	Pb-Pb centrales
$p_T > 0.5$ GeV/c	3	2	2		
$p_T > 0.7$ GeV/c	3	2	2	2	2
$p_T > 1$ GeV/c	3	2.5	2.5	2	2
$p_T > 2$ GeV/c				2.5	2.5

Tableau 6.3 – Différentes valeurs du meilleur n_σ pour tous les systèmes et toutes les coupures en p_T .

Une fois ce meilleur χ^2 établi, on va pouvoir regarder quelles sont les performances atteintes dans chaque système en ce qui concerne le nombre de traces matchées sur le nombre de traces matchables ainsi que la probabilité d'avoir un seul candidat final (correct ou non). C'est ce qui est représenté dans la figure 6.26. Si aucune coupure n'était imposée sur le $\chi^2_{cluster}$, on s'attendrait logiquement à ce que le nombre de traces matchées sur matchables soit de 100% puisqu'il n'y a aucune raison de perdre la trace si toute la surface de recherche est considérée. En collisions pp, la coupure employée est l'une des moins restrictives, permettant d'atteindre une efficacité de matching voisine des 96% même avec une coupure très basse en p_T . Le gain amené par la coupure en p_T est en effet négligeable. Il faut toujours regarder en même temps que l'efficacité, la probabilité d'avoir un candidat, qui est dans le cas du pp très élevée et supérieure à 95%. Lors du passage aux collisions Pb-Pb périphériques, la diminution de l'efficacité d'association des traces ainsi que de la probabilité d'avoir un seul candidat final sont déjà conséquentes et plus marquées

pour les différentes coupures en p_T ⁴. Bien sûr, l'efficacité d'association des traces ainsi que la probabilité diminuent avec la multiplicité des collisions. La probabilité d'avoir un candidat unique à la fin de l'extrapolation en collisions Pb-Pb centrales n'est plus que de 50% pour une coupure en p_T à 0.7 GeV/c⁵. Il est intéressant de combiner les informations des deux graphes de la figure 6.26 pour en obtenir un seul, nous présentant le nombre de traces ayant un nombre de candidat final correct strictement égal à un. C'est ce qui est obtenu sur la figure 6.27. Ces traces là ne seront pas à l'origine de la création de mauvaises associations. Avec cette première estimation, on peut déjà conclure sur la faisabilité de l'association des traces en collisions pp où plus de 90% des traces sont associées avec un candidat unique et le bon. Pour les autres systèmes, cela va dépendre de la coupure sur le p_T que l'on va pouvoir tolérer pour les analyses physiques que l'on souhaite faire. Pour les collisions Pb-Pb semi-centrales, l'association semble envisageable, au vu de ces premiers résultats, pour une coupure en p_T de 1 GeV/c, suffisante pour la physique du J/ψ ou de 2 GeV/c en collisions Pb-Pb centrales, pour les études de l' Υ .

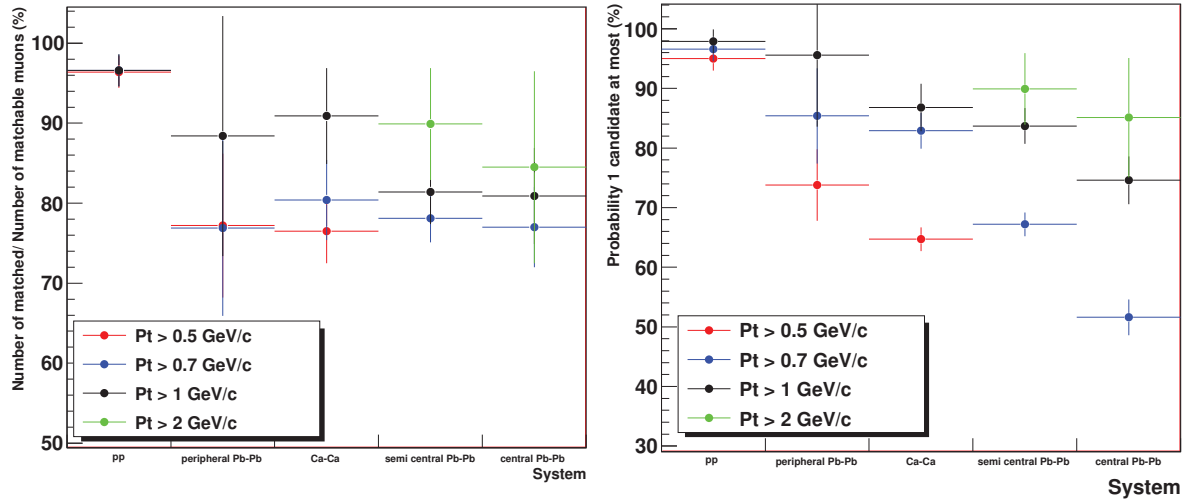


Figure 6.26 – Gauche : nombre de traces matchées sur nombre de traces matchables pour chaque système et chaque coupure en p_T . Droite : probabilité d'avoir un candidat final (correct ou non) en fonction de tous les systèmes et toutes les coupures en p_T .

Cette première estimation ne prend cependant pas en compte les mauvaises associations qui proviennent des muons dits non matchables mais qui peuvent être associés dans le MFT à cause de la multiplicité de particules présentes. Ces contributions là restent encore à être évaluées, et notamment leur impact sur nos spectres physiques dimuons (forme du bruit de fond de ces mauvaises associations dans le spectre en masse dimuon par exemple). Il convient aussi de souligner que ces résultats ont été obtenus pour une trace muon simple et doivent être pris au carré pour obtenir le pourcentage de dimuon "traitables". Notre but étant d'associer toutes nos traces muons, et non pas uniquement celles qui n'ont qu'un seul candidat final, il va falloir définir un critère

4. Les barres d'erreur restent importantes car une plus petite statistique a été simulée pour ce système. La puissance de calcul a été monopolisée pour obtenir une statistique suffisante en collisions Pb-Pb centrales.

5. On remarque que les points à $p_T > 0.5$ GeV/c sont absents pour les collisions Pb-Pb semi-centrales et centrales. En effet, le nombre de combinaisons possibles dans les premiers plans étant très élevés, la reconstruction ne peut être faite dans un temps raisonnable sur une grande statistique avec l'algorithme actuel. Pour les systèmes à petite multiplicité, il n'a pas été jugé nécessaire de regarder la coupure à $p_T > 2$ GeV/c (les résultats à plus basse impulsion étant déjà assez satisfaisants.)

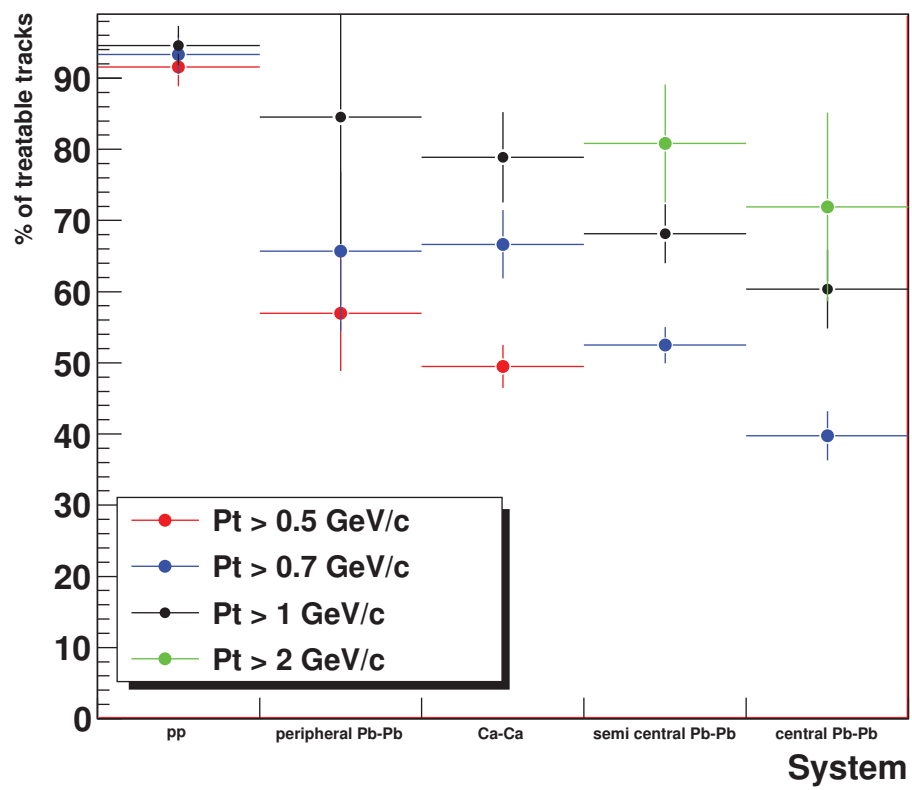


Figure 6.27 – Pourcentage de traces ayant un seul candidat final et correct.

qui va nous permettre de sélectionner la meilleure trace quand le nombre de candidats finaux est supérieur à un. Il ne serait en effet pas raisonnable de conserver toutes les associations finales possibles sans aucune sélection (elles pourront cependant être utilisées pour obtenir la forme du bruit de fond des spectres physiques comme cela était fait dans NA60). Grâce à cela on devrait atteindre des taux d'associations corrects encore plus élevés si le critère est correctement choisi. C'est ce qui sera présenté dans la section suivante.

6.3.6 Amélioration de l'algorithme d'association des traces et résultats complémentaires

L'algorithme présenté précédemment a été repris par Antonio Uras dans le cadre de son post-doctorat et a été optimisé, en faisant intervenir notamment désormais la contrainte au vertex, et un critère pour sélectionner la bonne trace parmi le lot final de candidats. Le vertex est imposé de telle sorte que l'erreur au niveau de celui-ci soit distribuée selon une gaussienne de largeur 5 mm. La figure 6.28 montre une illustration de l'extrapolation d'une trace muon en collisions Ca-Ca. Les clusters compatibles avec la trace sont toujours représentés en bleu. On voit que la surface de recherche dans le plan numéro 5 est fortement réduite en imposant la contrainte au vertex. On peut d'ailleurs regarder la distance entre le bon cluster et la trace extrapolée dans le plan 5 (voir figure 6.29). On voit qu'elle est de l'ordre de 3 mm, en accord avec les premiers résultats du chapitre 5. On ne considère ici aussi bien sûr que les muons matchables, qui ont donc une origine supposée proche du vertex.

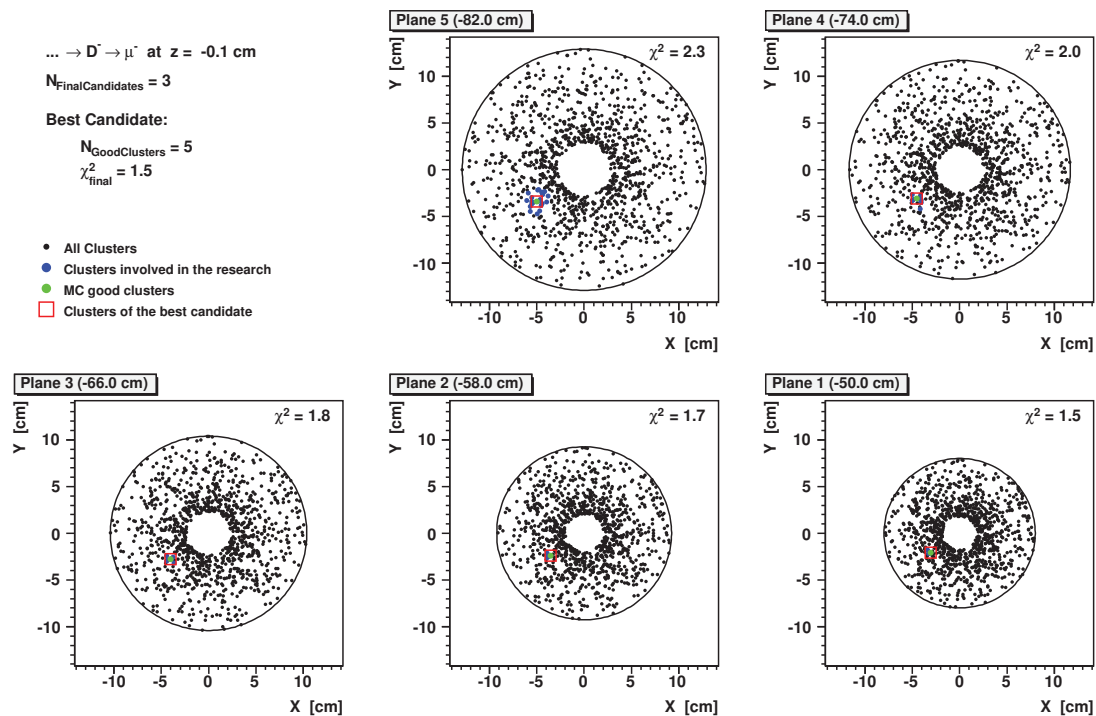


Figure 6.28 – Illustration de la procédure de recherche de la trace muon dans les plans du MFT pour un événement Ca-Ca central (avec contrainte sur le vertex lors de l'extrapolation de la trace muon) [157].

Les distributions en terme de nombre moyen de candidats par plan sont aussi présentées dans

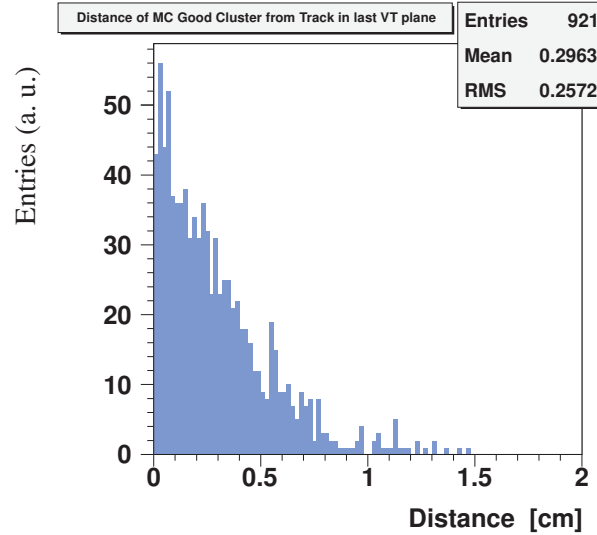


Figure 6.29 – Distance entre le bon cluster et l’extrapolation de la trace dans le plan numéro 5 (avec contrainte sur le vertex lors de l’extrapolation) [157].

le cas des collisions Ca-Ca (figure 6.30), et Pb-Pb centrales (figure 6.31).

Ce qui nous intéresse ici plus particulièrement est la valeur dans le premier plan de pixels au plus proche de l’interaction. Le nombre moyen de candidats finaux est de 2.5 en collisions Ca-Ca centrales et 8.6 en collisions Pb-Pb centrales. L’élément encore plus important est l’allure des distributions qui montrent bien que la probabilité d’avoir un unique candidat est plus grande que les autres. Ces distributions dépendent cependant de la coupure sur le $\chi^2_{cluster}$, qui a volontairement été prise ici plus large que la valeur optimisée ($n_\sigma = 3$) afin de tester le nouveau critère de sélection qui sera utilisé pour définir le choix du candidat final optimal. Ce critère correspond à la meilleure valeur du χ^2 de la trace globale à la fin de l’extrapolation (voir Annexe 5). Il sera appelé χ^2_{trace} pour le distinguer du $\chi^2_{cluster}$. Pour voir si le χ^2_{trace} est un critère de sélection assez naturel pour le choix du bon candidat, il suffit de regarder la différence du χ^2 de la trace pour les bons et les mauvais candidats, plan par plan, comme indiqué dans la figure 6.32 pour les collisions Ca-Ca.

L’allure des deux distributions est bien différente, les bonnes traces ont en moyenne un χ^2_{trace} plus petit. On peut aussi constater une double structure dans la distribution des mauvaises traces dans les plans 5 et 4. Ces mauvaises traces ayant dès le départ un très mauvais χ^2_{trace} sont rejetées lors de l’extrapolation car elles ne trouvent pas de cluster compatible, c’est pour cela que la double structure n’est plus visible dans le plan numéro 1. La variable χ^2_{trace} apparaît donc comme un bon critère de sélection. Voyons maintenant ce que devient le taux d’associations correctes avec ce nouveau critère. Les distributions de la figure 6.33 montrent le taux de bonnes associations et le taux de mauvaises associations en fonction du nombre de clusters correctement associés pour des collisions Ca-Ca à gauche et Pb-Pb centrales à droite. La première chose à remarquer est que les mauvaises associations ont toujours 0 cluster correct sur les 5 reconstruits. On reconstruit donc des pures mauvaises traces. Les bonnes associations quant à elles ont toujours 5 clusters corrects sur

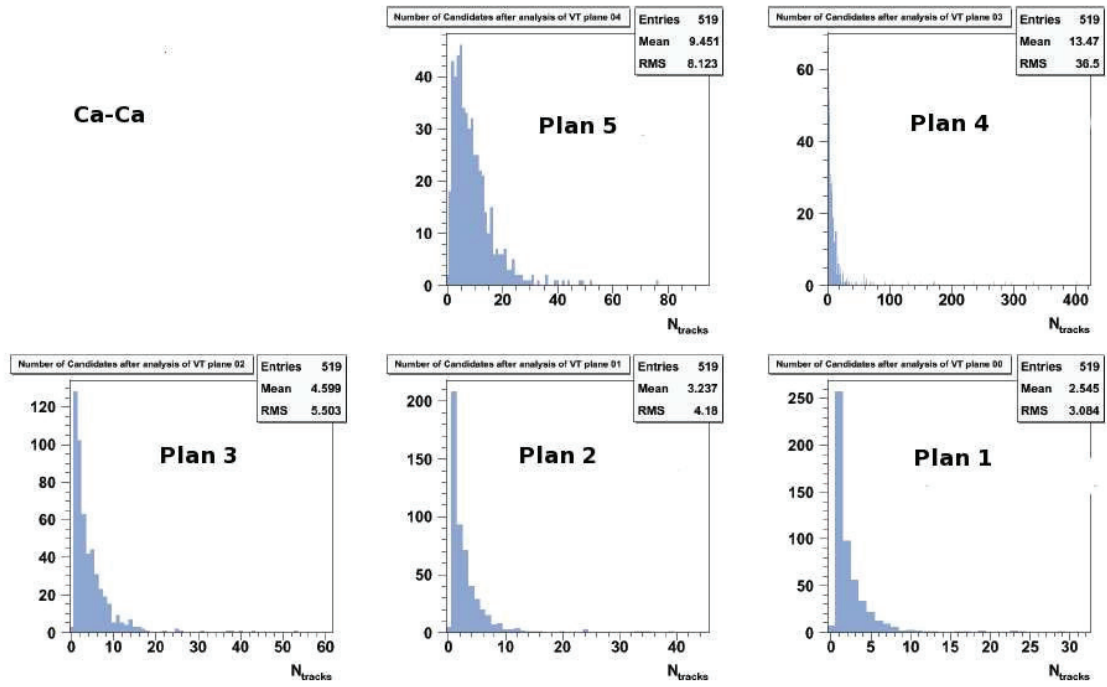


Figure 6.30 – Évolution du nombre de candidats survivant après les coupures dans chaque plan du MFT en collisions Ca-Ca [157].

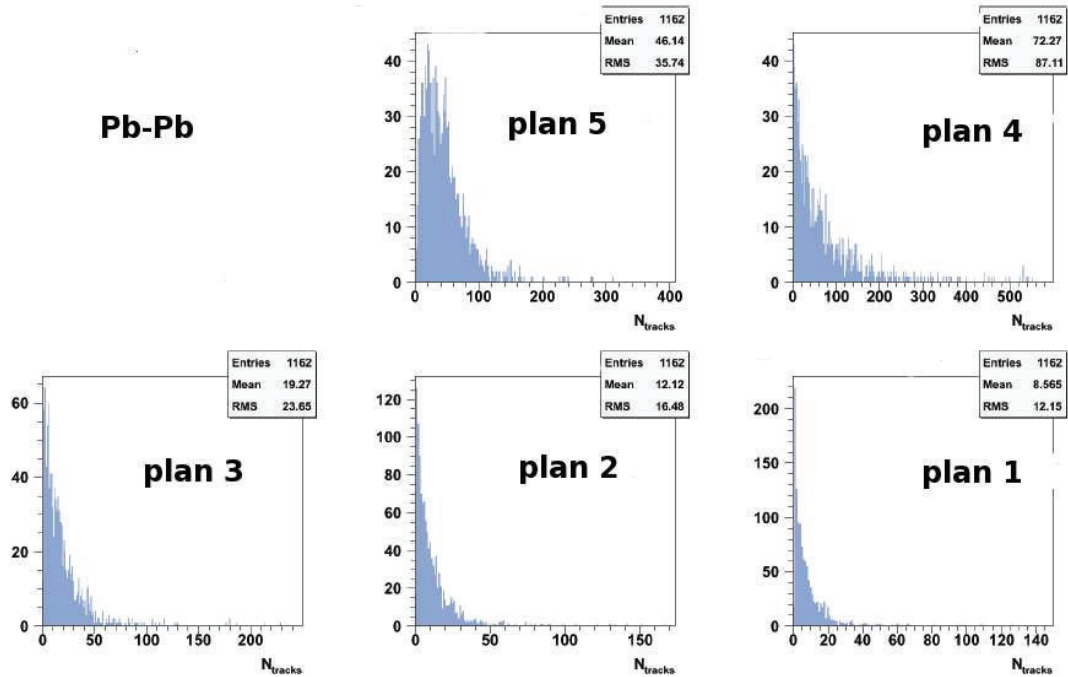


Figure 6.31 – Évolution du nombre de candidats survivant après les coupures dans chaque plan du MFT en collisions Pb-Pb centrales [157].

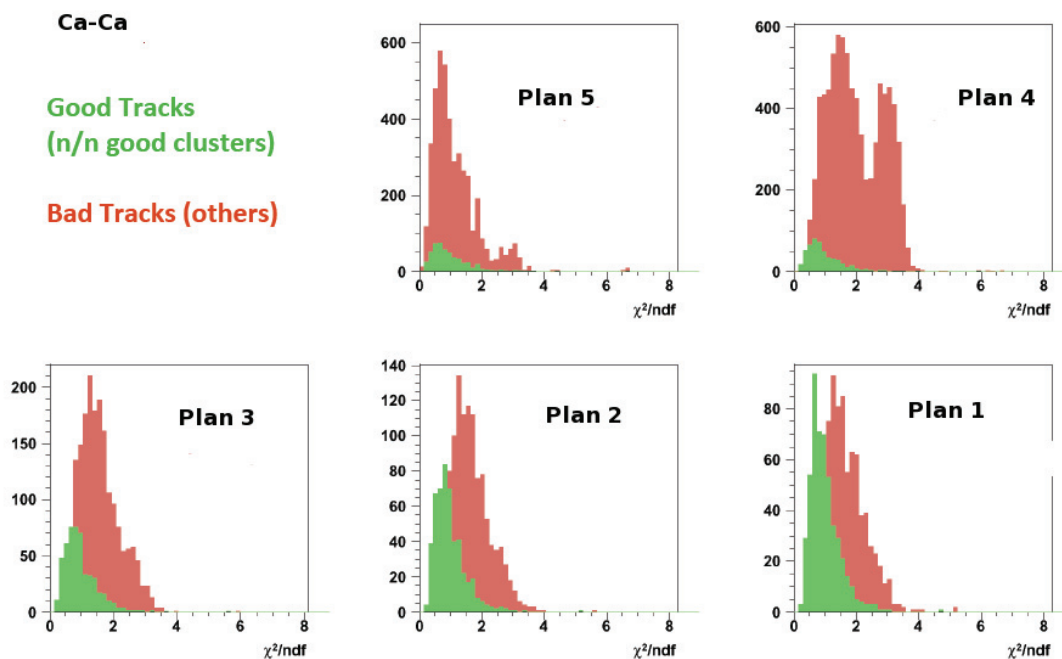


Figure 6.32 – Valeur de χ^2_{trace} pour les bonnes traces en vert et les mauvaises traces en rouge pour les collisions Ca-Ca [157].

les 5 reconstruits. Cela s'explique toujours par la très fine granularité des plans mais aussi par le fait qu'aucune inefficacité des plans n'a encore été introduite. Après optimisation de l'algorithme, le taux de bonnes associations prend des valeurs supérieures aux premières estimations de la section précédente. En Ca-Ca on obtient un taux de 87% de bonnes associations et en Pb-Pb central, un taux de 67%. Ces valeurs concernent toujours les traces qui ont passé toutes les pré-sélections et pour une coupure sur le p_T de la trace de 0.5 GeV/c. Le taux d'associations correctes est aussi reporté dans la figure 6.34 pour des collisions Pb-Pb centrales, en fonction de l'angle d'émission du muon et de l'impulsion. Le taux d'associations correctes dépasse rapidement les 70% pour des impulsions supérieures à 10 GeV/c (soit des impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c). Il est aussi plus important pour les angles de muons compris entre 3° et 9° .

Ces premiers résultats confirment donc qu'une association des traces, avec la méthode proposée ici est possible (dans des conditions idéales pour l'instant) avec une efficacité probablement suffisante pour permettre la physique des dimuons, et ce même en collisions Pb-Pb centrales avec des performances qu'il reste encore à établir en simulation.

6.4 Conclusion et état du projet

Il a donc été établi dans ce chapitre que le MFT permet la mesure des vertex secondaires avec une très bonne précision, grâce aux fines granularités considérées. Cette mesure conduira à la séparation des sources de muons prompts (comme le J/ψ), des sources de muons du charme ouvert et de la beauté ouverte à travers la mesure de l'offset. Une amélioration de la résolution en masse de toutes les résonances est attendue et sera encore plus conséquente à basses masses. L'algorithme original d'association des traces qui a été développé indique qu'une association des traces est possible et ce même dans les collisions Pb-Pb les plus centrales, dans des conditions

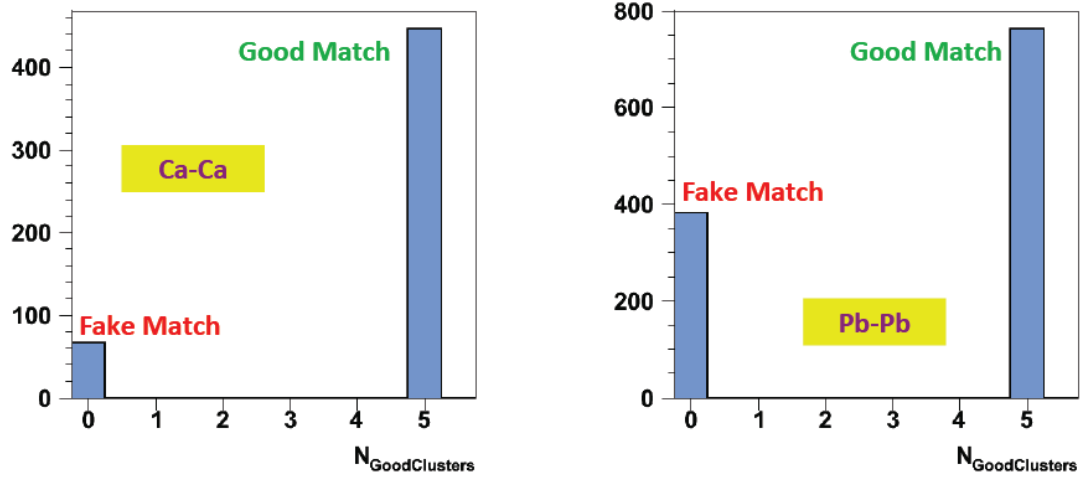


Figure 6.33 – Taux de bonnes associations et taux de mauvaises associations en fonction du nombre de clusters correctement associés pour des collisions Ca-Ca (gauche) et Pb-Pb centrales (droite) [157].

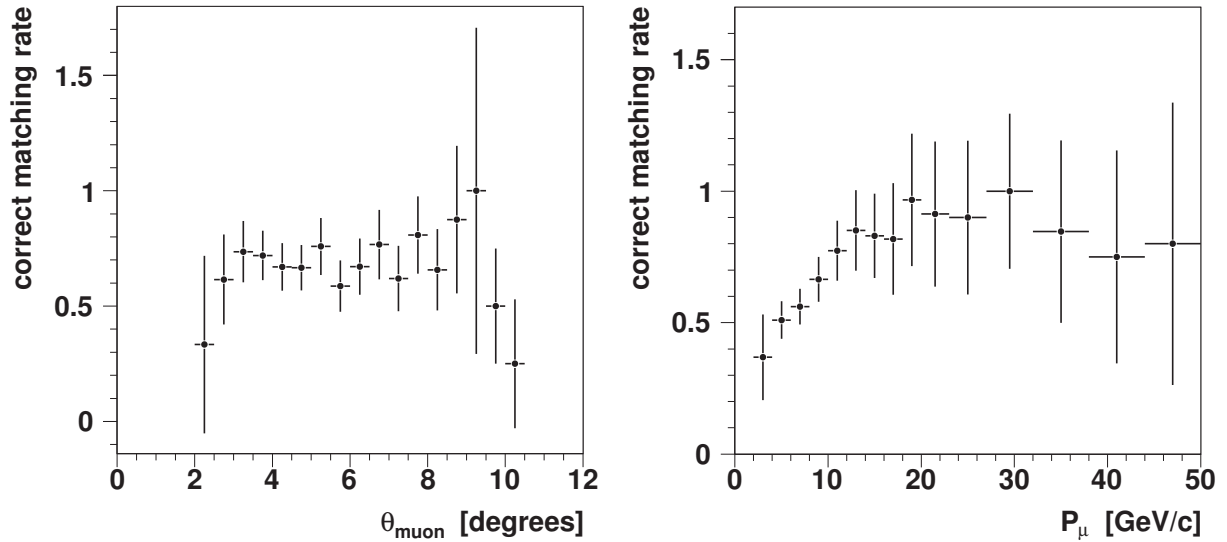


Figure 6.34 – Taux d'associations correctes en fonction de l'angle d'émission du muon (gauche) et de l'impulsion (droite) en collisions Pb-Pb centrales [157].

idéales de géométrie et en faisant l'hypothèse d'un tube conique pour le tube faisceau. Les performances du MFT devront maintenant être étudiées en conditions de collisions Pb-Pb réelles puisque la multiplicité de particules chargées a été mesurée et les performances du spectromètre à muons dans de telles collisions sont maintenant connues.

Le code du MFT est actuellement en cours d'amélioration pour satisfaire aux conventions de codage officielles dans ALICE et a été rendu plus flexible afin de pouvoir simuler différentes géométries pour le détecteur. Cette étape est nécessaire pour l'insertion du code dans le logiciel ALIROOT utilisé par la collaboration et permettra de rendre accessible à tous les outils qui ont été utilisés dans cette thèse pour réaliser les premières études de faisabilité. L'insertion du code du MFT dans ALIROOT permettra aussi de réaliser des études systématiques à grande échelle des performances du MFT pour chacune des configurations adoptées en simulations.

Nous nous orientons actuellement, après discussion avec des électroniciens, vers une géométrie mixte composée par 5 ou 6 plans de pixels CMOS et 1 à 2 plans de pixels de technologie hybride. Les plans hybrides seront nécessaires pour distinguer les différents événements qui pourront s'empiler dans les plans de technologie CMOS, pendant le temps de lecture de l'électronique d'un élément de détection (d'une surface de quelques cm^2). Il faut bien sûr minimiser le nombre de ces plans hybrides pour limiter les effets de diffusion multiple car ces plans sont bien plus épais que les plans de technologie CMOS. Pour les plans CMOS, on s'orienterait plutôt vers une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$, assurant une bonne rigidité des plans, au lieu des $50\ \mu\text{m}$ assez optimistes utilisés actuellement en simulation. Afin d'optimiser l'épaisseur plus importante des plans, des éléments de détection seront placés sur les deux faces du plan, comme indiqué sur le schéma 6.35. Les éléments de détection peuvent ainsi être agencés de telle sorte qu'il y ait un recouvrement pour minimiser les zones mortes et ainsi l'inefficacité de détection.

L'inefficacité dans les plans doit cependant être aussi simulée pour se placer dans des conditions plus réalistes, puisqu'elle aura des conséquences sur les performances de l'association des traces.

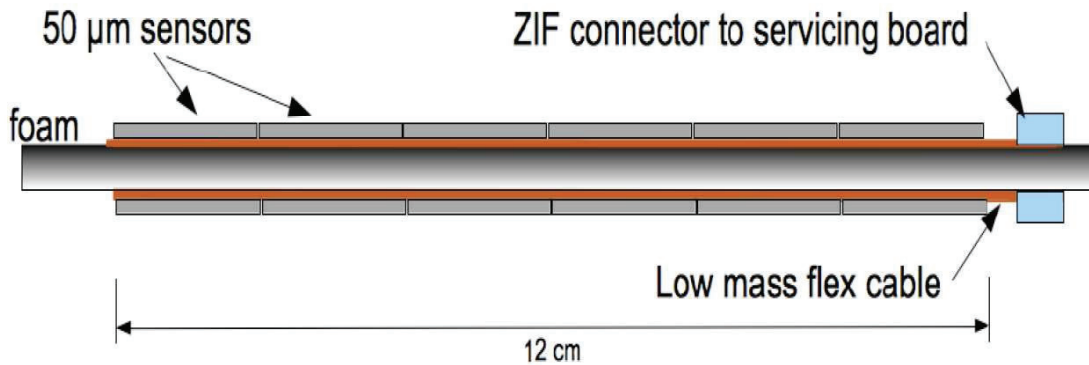


Figure 6.35 – Schéma de principe d'un détecteur CMOS avec éléments de détection sur les deux faces [153].

L'association des traces MFT/spectromètre, dont les bonnes performances sont cruciales pour la faisabilité du projet, doit être évaluée systématiquement pour différentes géométries du tube faisceau, différentes tailles de pixels et configurations géométriques, ce qui représente encore un travail de simulations assez considérable.

En parallèle de cela, les discussions avec l'ITS pour l'intégration des plans doit se poursuivre et l'impact sur les performances du MFT des différentes géométries cylindriques et coniques pro-

posées par les ingénieurs doit être évalué pour arriver rapidement à un compromis raisonnable pour les deux projets.

Le rejet du bruit de fond pions et kaons n'a pas été encore évalué et les spectres en masse invariante ou en impulsion transverse doivent être réalisés après l'étape d'association des traces, afin de comprendre la contribution à nos spectres physiques des mauvaises associations de traces.

Pour finir, un groupe de travail est actuellement en train de se constituer. 9 instituts ont déjà fait part de leur intérêt pour le projet et un tour de table a été réalisé pour évaluer les compétences de chacun pouvant être mises à disposition pour le projet. Une lettre d'expression d'intérêt a été écrite et soumise à la collaboration ALICE le 10 mars 2011. Une mailing liste a été créée pour les personnes souhaitant s'impliquer dans le projet : alice-mft@cern.ch, ainsi qu'une page wiki accessible au lien : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/MuonForwardTracker>.

Conclusion

Dans cette thèse, notre étude aura porté sur deux aspects différents : l'analyse des mésons vecteurs de basses masses (ρ , ω , et ϕ) dans les premières données recueillies par l'expérience ALICE au LHC et une étude de faisabilité pour l'insertion d'un trajectographe en pixels de Silicium (MFT) dans l'ouverture du spectromètre à muons. Ces deux aspects ont été abordés pour leur intérêt dans l'étude du plasma de quarks et de gluons, état que l'on recrée grâce aux collisions d'ions lourds relativistes de très hautes énergies.

Le premier chapitre a présenté une introduction théorique à la chromodynamique quantique ainsi qu'à la notion de chiralité. Le plasma de quarks et de gluons a été défini. On a ensuite montré que les mésons vecteurs de basses masses sont un outil expérimental permettant l'étude du plasma de quarks et de gluons et l'étude de la restauration de la symétrie chirale.

Le second chapitre a été consacré à la description du collisionneur LHC et de l'expérience ALICE. Les détecteurs utilisés plus spécifiquement dans nos études ont été développés, et notamment le spectromètre à muons. Les effets physiques induits par l'absorbeur frontal, qui jouent un rôle important dans notre étude de faisabilité sur le MFT, ont été décrits.

Le chapitre trois a été dédié à l'analyse des mésons vecteurs de basses masses via leur canal de désintégrations en deux muons, à l'énergie de $\sqrt{s} = 7$ TeV en collisions pp, et mesurés avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE couvrant les pseudo-rapidités $-4 < \eta < -2.5$. Après avoir présenté les sélections appliquées aux données, nous avons utilisé deux techniques différentes pour soustraire le bruit de fond de nos spectres en masse invariante. Les distributions en impulsion transverse des mésons ϕ et $\rho + \omega$ ont été extraites. L'étude du rapport N_ϕ sur $N_{\rho+\omega}$ montre que ce rapport est constant avec l'impulsion transverse et plus grand que la valeur attendue avec la paramétrisation Péguria0 de PYTHIA. Les sections efficaces totales de production du méson ϕ et du méson ω ont été mesurées pour les impulsions $1 < p_T < 5$ GeV/c et les rapidités $2.5 < y < 4$. La section efficace du méson ϕ mesurée par ALICE est compatible avec la mesure effectuée par LHCb extrapolée à la zone en impulsion et rapidité de notre étude. Les sections efficaces différentielles ont aussi été mesurées. La section efficace différentielle du méson ϕ a été comparée à celle obtenue par LHCb et ALICE dans le tonneau central dans le canal de désintégration en kaons. Notre distribution est compatible avec la distribution obtenue par LHCb et présente une forme similaire aux mesures du tonneau central effectuées dans une autre zone en rapidité.

Dans le chapitre quatre, on présente l'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à l'énergie $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Les premiers signaux ont été observés en collisions

périphériques et en collisions centrales en appliquant de drastiques coupures sur l'impulsion transverse du muon simple et du dimuon. Le bruit de fond a été évalué avec les deux mêmes techniques que celles utilisées dans l'analyse en collisions pp. La faible statistique actuellement disponible ne permet pas de contrôler la normalisation du bruit de fond avec une bonne précision. L'extraction du signal dans les collisions les plus centrales s'avère d'ores et déjà difficile et aucune étude de la fonction spectrale du ρ ou des taux de production en étrangeté n'est actuellement possible pour étudier les propriétés du PQG.

Le chapitre cinq décrit le projet de trajectographe à muons vers l'avant (MFT). Les premières études de la multiplicité dans les plans de pixels et de l'influence de l'absorbeur frontal sur les muons motivent la modification du tube faisceau actuel cylindrique. Elles motivent aussi l'utilisation de pixels novateurs d'une taille d'une dizaine de microns afin que le MFT atteigne les performances physiques requises.

Ces performances physiques font l'objet du chapitre six. On a ainsi montré que, dans des conditions idéales, une résolution de $10\ \mu\text{m}$ sur la mesure du vertex peut être atteinte à très haute impulsion. Ces mesures, d'une extrême précision, permettent la séparation des muons provenant de la désintégration de J/ψ prompts, des muons provenant de la décroissance des mésons B. Cette mesure conduira à une meilleure compréhension des mécanismes de formation du J/ψ . L'amélioration de la résolution en masse invariante des dimuons, amenée par le MFT, a aussi été mise en évidence et s'élève à plus $38\ \text{MeV}/c^2$ dans la région des basses masses. Enfin, on a présenté l'algorithme qui permet d'associer les traces reconstruites dans le spectromètre à muons avec les traces reconstruites dans le MFT. Afin de conclure sur la faisabilité du projet, les bonnes performances de cet algorithme ont été établies. Les premières simulations, en conditions idéales et en utilisant un tuyau conique pour le tube faisceau, permettent de conclure que l'association des traces est, contrairement aux idées reçues, faisable. Le taux d'associations correctes est en effet de 70% pour les collisions Pb-Pb centrales de hautes multiplicités. Les simulations doivent désormais se poursuivre pour étudier l'évolution des performances du MFT en simulations plus réalistes.

D'un point de vue plus personnel, cette thèse m'a permis d'aborder deux aspects totalement différents. Participer à l'effervescence du démarrage d'un nouvel accélérateur, aux premières prises de données et redécouvrir les signaux des mésons vecteurs de basses masses à une toute nouvelle énergie fut une expérience unique et enrichissante sans conteste. Ce fut également un réel plaisir de voir naître et faire grandir le projet du MFT, de le défendre (parfois corps et âme) devant la collaboration, et de le voir désormais, voler de ses propres ailes.

Annexe 1 : Corrections de Branson à la traversée de l'absorbeur hadronique

L'absorbeur frontal est à l'origine d'une importante diffusion multi-coulombienne qui va entâcher d'erreurs la détermination de l'angle et de la position du muon extrapolé dans la zone de la collision. Il existe une méthode de correction de la trajectoire de la particule à travers l'absorbeur qui prend en compte ces effets de diffusion multiple (corrections de Branson). Cette méthode conduit à une meilleure détermination de l'angle du muon mais nécessite d'imposer la connaissance du vertex d'interaction lors de l'extrapolation de la trajectoire. Le formalisme de ces corrections de Branson est présenté ci-dessous.

Les erreurs sur la coordonnée y et l'angle θ dues à la diffusion multiple, d'une particule ayant traversée des matériaux possédant une distribution en longueur de radiation $X_0(z)$, peuvent s'exprimer à l'aide des intégrales suivantes [87] :

$$\begin{aligned}\sigma_\theta^2 &= \alpha^2 \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} = \alpha^2 F_0 \\ cov_{\theta y} &= \alpha^2 \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} (L - z) = \alpha^2 (L F_0 - F_1) \\ \sigma_y^2 &= \alpha^2 \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} (L - z)^2 = \alpha^2 (L^2 F_0 - 2L F_1 + F_2)\end{aligned}$$

avec le paramètre α défini comme :

$$\alpha = \frac{0.0136 GeV}{p[GeV]}$$

Les coefficients F_0 , F_1 et F_2 s'obtiennent grâce aux intégrales :

$$\begin{aligned}
F_0 &= \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} \\
F_1 &= \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} z \\
F_2 &= \int_0^L \frac{dz}{X_0(z)} z^2
\end{aligned}$$

La mesure de l'angle peut être améliorée en utilisant l'information sur l'angle et la position (coefficient de corrélation des deux quantités compris entre 0 et 1). La matrice d'erreur doit être diagonaliser et pour cela on utilise la tranformation linéaire :

$$y' = y - \Delta L \cdot \theta$$

La matrice d'erreur se ré-écrit alors :

$$\begin{aligned}
E &= \begin{pmatrix} 1 & -\Delta L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_y^2 & cov_{\theta y} \\ cov_{\theta y} & \sigma_\theta^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Delta L & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \sigma_y^2 - 2\Delta L cov_{\theta y} + \Delta L^2 \sigma_\theta^2 & cov_{\theta y} - \Delta L \sigma_\theta^2 \\ cov_{\theta y} - \Delta L \sigma_\theta^2 & \sigma_\theta^2 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

En posant des conditions sur la covariance entre les nouvelles variables, on obtient pour ΔL :

$$\Delta L = \frac{cov_{\theta y}}{\sigma_\theta^2}$$

ce qui conduit à une nouvelle estimation pour la mesure de l'angle :

$$\theta_0 = \frac{y'}{L - \Delta L} = \frac{y'}{L_0}$$

De plus L_0 s'exprime à partir des quantités F définies précédemment :

$$L_0 = \frac{F_1}{F_0}$$

La meilleure estimation de l'angle (θ_B) s'obtient par moyenne pondérée en utilisant les éléments diagonaux de la matrice d'erreurs :

$$\theta_B = \frac{\theta_0/\sigma_{\theta_0}^2 + \theta/\sigma_\theta^2}{1/\sigma_{\theta_0}^2 + 1/\sigma_\theta^2} = \frac{y - (L - L_B)\theta}{L_B}$$

Material	F_0	F_1	F_2
Air	0	0.27	7.99
Carbon	11.97	2420	541250
Concrete	13.54	5300	2101700
Tungsten	100	48550	23580000

Tableau 6.4 – Valeurs de F_0 , F_1 et F_2 pour l’air et trois matériaux constituant l’absorbeur [87].

où L_B est la position du plan de Branson, qui s’exprime à partir des coefficients F :

$$L_B = \frac{F_2}{F_1}$$

L’erreur associée à la détermination de θ_B est donnée par :

$$\Delta\theta_B^2 = \frac{1}{1/\sigma_\theta^2 + 1/\sigma_\theta^2} = \alpha^2 \left(F_0 - \frac{F_1^2}{F_2} \right)$$

Dans le cas où le matériau traversé est homogène, le plan de Branson est situé aux deux tiers de la distance mesurée

$$L_B = \frac{2}{3}L$$

ce qui conduit à une réduction de l’erreur sur la détermination de l’angle d’un facteur 2.

$$\Delta\theta = \frac{1}{2}\sigma_\theta = \frac{1}{2}\alpha\sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

Le tableau 6.4 regroupe les valeurs de F_0 , F_1 et F_2 pour l’air et trois matériaux constituant l’absorbeur.

La position du plan de Branson dans ALICE est telle que : $L_B = 466$ cm.

Annexe 2 : Liste des runs utilisés dans les analyses

Runs des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Période b :

117222, 117220, 117120, 117118, 117116, 117112, 117109, 117099, 117098, 117092, 117082, 117077, 117065, 117063, 117060, 117059, 117054, 117053, 117052, 117050, 117048, 116684, 116681, 116645, 116644, 116643, 116611, 116609, 116574, 116562, 116561, 116401, 116288, 116204, 116203, 116198, 116197, 116134, 116123, 116118, 116102, 116081, 116079, 115892, 115890, 115889, 115887, 115882, 115881, 115880, 115521, 115516, 115514, 115414, 115393, 115345, 115335, 115328, 115325, 115322, 115318, 115315, 115310, 115193, 114931, 114930, 114920, 114919, 114918.

Période c :

120824, 120823, 120822, 120821, 120820, 120741, 120671, 120617, 120616, 120505, 120504, 120503, 120079, 120076, 120073, 120072, 120069, 120067, 119971, 119969, 119965, 119961, 119959, 119952, 119948, 119926, 119924, 119923, 119909, 119907, 119904, 119862, 119859, 119856, 119853, 119849, 119845, 119844, 119842, 119841, 119163, 119159.

Période d :

126424, 126422, 126409, 126408, 126407, 126406, 126405, 126404, 126403, 126359, 126351, 126350, 126284, 126283, 126177, 126168, 126162, 126097, 126088, 126087, 126081, 126078, 126073, 126008, 126007, 126004, 125855, 125848, 125847, 125844, 125843, 125842, 125632, 125630, 125628, 125296, 125292, 125186, 125156, 125139, 125134, 125133, 125131, 125101, 125100, 125097, 125085, 125083, 124607, 124608, 124606, 124605, 124604, 124603, 124600, 124388, 124385, 124383, 124381, 124380, 124378, 124374, 124371, 124367, 124362, 124360, 124359, 124358, 124355, 124187, 124186, 124183, 122375, 122374.

Période e :

130850, 130848, 130847, 130844, 130842, 130840, 130804, 130803, 130802, 130798, 130795, 130793, 130704, 130623, 130621, 130620, 130519, 130517, 130481, 130480, 130375, 130369, 130360, 130358, 130354, 130348, 130343, 130342, 130179, 130178, 130149, 129962, 129961, 129960, 129959, 129738, 129736, 129735, 129734, 129726, 129725, 129723, 129667, 129666, 129654, 129639, 129587, 129586, 129540, 129536, 129528, 129527, 129525, 129524, 129523, 129521, 129520, 129519, 129516, 129515, 129514, 129513, 129512, 129508, 129042, 128913, 128912, 128911, 128910, 128855, 128853, 128850, 128849, 128819, 128778, 128777, 128678, 128677, 128621, 128596, 128594, 128592, 128590, 128582, 128507, 128506, 128505, 128504, 128503, 128498, 128495, 128494, 128263, 128260, 128257, 128192, 128191, 128189, 128186, 128185, 128182, 128180, 128175, 127942, 127941, 127940, 127935, 127933, 127932, 127931, 127930, 127819, 127817, 127815, 127814.

Période f "basse intensité" :

134919, 134914, 134905, 134841, 134685, 134679, 134666, 134497.

Période f "haute intensité" :

134690, 134304, 134204, 133414, 133010, 133006, 133327, 133330, 133419.

Pour le calcul de la section efficace du ϕ , les runs 134919, 134914, 134905, 134841 et 134497 de la période f basse intensité ne sont pas utilisables car ils ne contiennent pas l'information du déclencheur CINT1B. Les runs de la période d de 125083 à 125296 sont rejetés à cause d'une efficacité de trajectographie trop réduite (chambre 7-gauche non présente pendant la prise de données).

Runs des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

Première reconstruction des données :

137608, 137685, 137691, 137751, 137752, 137843, 137844, 137847, 137848, 138150, 138151, 138153, 138154, 138190, 138201, 138225, 138469, 138533, 138578, 138579, 138582, 138583, 138666, 138730, 138732, 138742.

Certains runs de la première reconstruction n'apparaissent plus à la seconde reconstruction car ils ont été écartés après vérification de la qualité des runs.

Seconde reconstruction des données :

137135, 137161, 137162, 137163, 137230, 137231, 137232, 137235, 137243, 137366, 137430,

137431, 137432, 137434, 137439, 137440, 137441, 137443, 137530, 137531, 137539, 137541, 137544, 137549, 137608, 137638, 137639, 137685, 137691, 137692, 137722, 137724, 137748, 137751, 137752, 137843, 137844, 137847, 137848, 138125, 138126, 138190, 138200, 138201, 138225, 138359, 138364, 138442, 138469, 138578, 138579, 138582, 138583, 138742, 138795, 138836, 138837, 138870, 138871, 138872, 138965, 138977, 138978, 138979, 138980, 139028, 139029, 139036, 139037, 139038, 139042, 139105, 139107, 139110, 139172, 139173, 139309, 139310, 139314, 139328, 139329, 139437, 139438, 139439, 139440, 139466, 139467, 139470, 139503, 139505, 139510, 139511, 139513.

Annexe 3 : Centralité de la collision et modèle de Glauber

Centralité de la collision

Les collisions ultra-relativistes de noyaux produisent des milliers de particules, ce qui renvoie une image plus complexe de la collision que dans le simple cas proton-proton. De la centralité de la collision (figure 6.36) dépendent la température du système et les propriétés du PQG. On étudie donc les observables en collisions noyau-noyau en fonction de la centralité de la collision, plus facilement mesurable que la température ou densité d'énergie.

Expérimentalement, des modèles ont dû être développés pour pouvoir relier le paramètre d'impact (b), le nombre de nucléons participants à la collision (N_{part}) et le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon (N_{coll}) aux informations collectées dans les détecteurs.

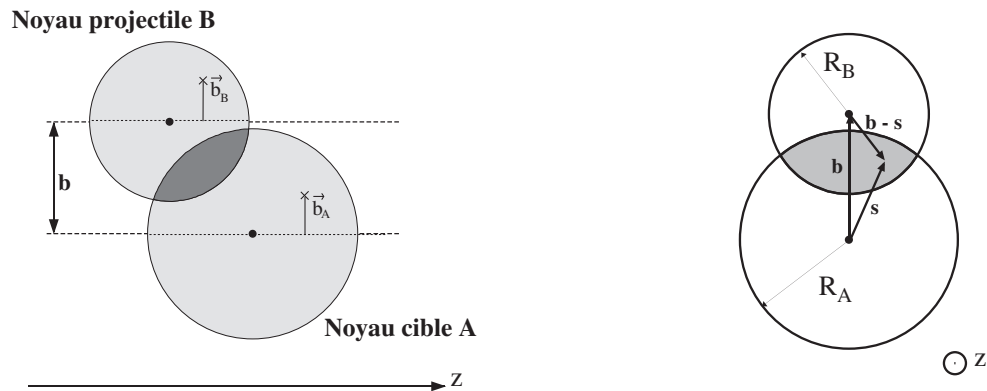


Figure 6.36 – Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact \vec{b} suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite).

Modèle de Glauber

Ainsi, dans les collisions noyau-noyau à grande énergie, la géométrie des collisions est usuellement décrite par le modèle de Glauber [158]. Les seules quantités physiques introduites dans le modèle sont la section efficace inélastique d'interaction nucléon-nucléon et les distributions des densités nucléaires dans les noyaux. La distribution des nucléons dans le noyau de plomb est décrite par une fonction Woods-Saxon telle que :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{(r-r_0)}{a}}} \quad (6.9)$$

où r est la distance du nucléon par rapport au centre du noyau, ρ_0 est la densité nucléaire moyenne, $r_0 = 6.62 \pm 0.06$ fm est la valeur du rayon du noyau et $a = 0.546 \pm 0.01$ fm l'épaisseur de la surface. La valeur de la section efficace inélastique nucléon-nucléon σ_{NN} a été prise égale à 64 ± 5 mb pour l'énergie $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Ces valeurs sont celles utilisées pour la sélection officielle de la centralité dans ALICE [125]. Les erreurs systématiques sur le paramètre d'impact, le nombre de participants et de collisions binaires sont obtenues en faisant varier ces quantités.

Modèle de Glauber dans l'approximation de la limite optique

Dans l'approximation de la limite optique, le théorème optique [159] est utilisé pour décrire les propriétés ondulatoires des nucléons interagissants. Le modèle suppose qu'à hautes énergies, les nucléons transportent une suffisamment grande impulsion pour que leur trajectoire ne soit pas modifiée quand les noyaux se rencontrent. Le modèle suppose aussi que les nucléons se déplacent indépendamment et que la taille du noyau est grande devant la portée de la force nucléon-nucléon. On va considérer un noyau cible A et un noyau projectile B qui entrent en collision avec un paramètre d'impact \vec{b} comme le montre la figure 6.36. Pour le noyau cible A , on peut écrire la densité de nucléons par unité de surface dans le plan transverse à l'axe de la collision (axe z) :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad (6.10)$$

avec $\rho_A(\vec{s}, z_A)$ la densité de nucléons au point (\vec{s}, z_A) exprimée en coordonnées cylindriques. Cette densité de nucléons par unité de surface est normalisée de telle sorte que :

$$\int T_A(\vec{s}) d^2s = 1 \quad (6.11)$$

De même pour le noyau B , on aura :

$$T_B(\vec{b} - \vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B) dz_B \quad \text{avec} \quad \int T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2(b-s) = 1 \quad (6.12)$$

On peut alors connaître la fonction de recouvrement des noyaux A et B pour un paramètre d'impact \vec{b} donné :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2s \quad (6.13)$$

et qui est aussi normalisée : $\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b} = 1$.

On considère que le noyau de plomb n'est ni déformé ni orienté on peut donc simplifier les expressions précédentes en ne considérant que la norme de \vec{b} : $T_i(\vec{s}) = T_i(s)$ et $T_{AB}(\vec{b}) = T_{AB}(b)$.

La probabilité $P_{AB}^{in}(n, \vec{b})$ de l'occurrence de n collisions inélastiques nucléon-nucléon à un paramètre d'impact \vec{b} donné suit une distribution binomiale :

$$P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} \left(T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^n \left(1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^{AB-n} \quad (6.14)$$

avec σ_{NN}^{in} la section efficace inélastique nucléon-nucléon.

Grâce à la probabilité d'avoir n collisions inélastiques nucléon-nucléon (équation 6.14), on peut avoir accès aux variables caractérisant une collision noyau-noyau, comme par exemple le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon pour un paramètre d'impact donné ($N_{coll}(\vec{b})$) ainsi que le nombre moyen de nucléons participants à la collision ($N_{part}(\vec{b})$) :

$$\begin{aligned} N_{part}^{AB}(\vec{b}) &= \int AT_A(\vec{s})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_B(\vec{b} - \vec{s})]^B) d^2s \\ &+ \int BT_B(\vec{b} - \vec{s})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_A(\vec{s})]^A) d^2s \end{aligned} \quad (6.15)$$

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{A \times B} n P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = A B T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \quad (6.16)$$

Modèle de Glauber MONTE CARLO

La principale différence du modèle Glauber MONTE CARLO par rapport au modèle optique réside dans le fait que les nucléons vont être localisés à une coordonnée spatiale spécifique. L'intérêt du modèle de Glauber MONTE CARLO est que l'on va pouvoir simuler des quantités observables expérimentalement (comme la multiplicité de particules chargées) et effectuer des coupures en centralité identiques à celles que l'on va appliquer aux données.

Le générateur MONTE CARLO va générer les nucléons du noyau A et les nucléons du noyau B dans un système de coordonnées à trois dimensions en respectant l'expression de la densité de nucléons (équation 6.9). Le paramètre d'impact de la collision est choisi aléatoirement selon la distribution :

$$\frac{d\sigma}{db} = 2\pi b \quad (6.17)$$

Les collisions binaires nucléons-nucléons sont supposées indépendantes du nombre de collisions que le nucléon a déjà effectué précédemment. Le déplacement des nucléons s'effectue toujours en ligne droite. La condition pour définir si une collision nucléon-nucléon a bien eu lieu est telle que :

$$d \leq \sqrt{\sigma_{inel}^{NN}/\pi} \quad (6.18)$$

où d est la distance dans le plan orthogonal à l'axe du faisceau et σ_{inel}^{NN} est la section efficace totale inélastique nucléon-nucléon. Le nombre moyen de nucléons participant à la collision et de collisions binaires nucléon-nucléon est déterminé en simulant un très grand nombre de collisions.

Comparaison Glauber optique versus Glauber MONTE CARLO

C'est le modèle de Glauber MONTE CARLO qui a été utilisé pour la détermination de la centralité dans ALICE. La différence principal entre les deux modèles va être visible au niveau du calcul de la section efficace totale (voir figure 6.37 de droite). Dans la limite optique, chaque nucléon du premier projectile voit l'autre projectile comme une densité nucléaire de charges. La section efficace totale est calculée dans l'approximation optique avec l'intégrale :

$$\sigma_{AB} = \int d^2b \left[1 - [1 - T_{AB}(b) \sigma_{NN}^{in}]^{AB} \right] \quad (6.19)$$

Cette intégrale est en fait l'approximation d'une intégrale beaucoup plus complexe donnée dans la référence [158]. Les termes qui permettent de décrire les fluctuations de la densité locale ne sont par exemple pas introduits dans l'approximation optique. Le modèle de Glauber à la limite optique et le modèle de Glauber MONTE CARLO sont supposés se comporter de manière similaire pour les gros noyaux (A et B grands) et aux petites sections efficaces inélastiques. La figure 6.37 de droite montre que le calcul de la section efficace totale donnée par les deux modèles converge à petite section efficace inélastique nucléon-nucléon. Cela peut s'interpréter par le fait que le modèle MONTE CARLO va prendre en compte des effets d'écrantage ("shadowing") contrairement aux calculs optiques, ce qui va tendre à diminuer la valeur de la section efficace. La figure 6.37 de gauche montre que les deux modèles donnent une description similaire des quantités géométriques simples que sont le nombre de collisions binaires et le nombre de participants en fonction du paramètre d'impact. Des différences comment à apparaître uniquement à grand paramètre d'impact.

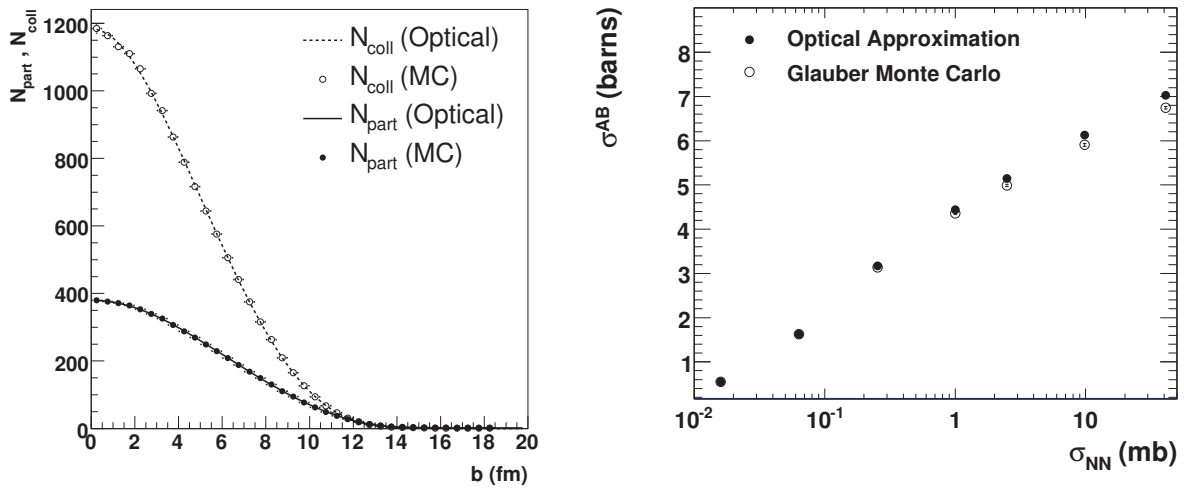


Figure 6.37 – Gauche : N_{coll} et N_{part} en fonction du paramètre d'impact b , calculé dans la limite optique (lignes) et avec le modèle de Glauber MONTE CARLO (ronds). Droite : section efficace totale calculée dans la limite optique (ronds pleins) et avec le modèle de Glauber MONTE CARLO (rond vides) pour des paramétrisations identiques et en fonction de la section efficace inélastique nucléon-nucléon σ_{inel}^{NN} [158].

Annexe 4 : Les générateurs MONTE CARLO utilisés

Dans cette thèse, deux types de simulations ont été utilisées : des simulations complètes qui permettent de décrire l'intégralité des processus entrant en jeu lors d'une collision et des simulations rapides moins coûteuses en temps de calculs. Les simulations rapides utilisent des paramétrisations des distributions en impulsion transverses et rapidités qui vont nous permettre de générer des muons uniquement dans l'acceptance du spectromètre. Les différents générateurs utilisés pour nos simulations sont brièvement présentés ici.

Simulations complètes

PYTHIA :

Les simulations complètes proton-proton ont été réalisées avec le générateur PYTHIA 6.214. Les événements de biais minimum sont simulés par défaut avec un ajustement réalisé par ATLAS ("AtlasTuning"). Les paramètres utilisés pour la configuration de PYTHIA sont regroupés dans le tableau 6.5. La façon dont un événement de haute énergie est simulé dans PYTHIA peut être décrit par les étapes suivantes (ordonnées chronologiquement) [160] :

- Les deux faisceaux de particules se rencontrent. Chaque proton incident est caractérisé par une distributions de partons (PDF).
- Des radiations dans l'état initial ont lieu ($q \rightarrow qg$).
- Un parton de chaque proton incident interagissent. Ce sont les processus durs. Les principales caractéristiques de l'événement vont être liées à ces processus durs initiaux. En parallèle des processus durs, des interactions "semi-dures" peuvent se produire entre les autres partons incidents qui n'ont pas contribué au processus dur.
- Les résonances de faible durées de vie se désintègrent (Z^0 , W^\pm).
- Les partons résultants des processus durs peuvent interagir et induire des radiations dans l'état final.
- Les fragments restants des protons incidents peuvent échanger des charges de couleur avec

le reste de l'état final.

- Les mécanismes de confinement de la QCD entrent en jeu pour confiner les quarks et gluons dans les hadrons.
- Les particules instables se désintègrent.

MSTP(51) = kCTEQ5L	PARP(90) = 0.16
MSTP(81) = 1	PARP(83) = 0.5
MSTP(82) = 4	PARP(84) = 0.5
PARP(81) = 1.9	PARP(85) = 0.33
PARP(82) = 1.8	PARP(86) = 0.66
PARP(89) = 1000	PARP(67) = 1

Tableau 6.5 – Valeurs des paramètres utilisés pour la génération d'événements de biais minimum avec PYTHIA et l'ajustement ATLAS. L'effet physique engendré par chaque paramètre est décrit dans la référence [160].

La façon dont plus spécifiquement les résonances de basses masses (ρ , ω et ϕ) vont être simulées par PYTHIA est expliquée dans la référence [8].

HIJING (Heavy Ion Jet Interaction Generator) :

Ce générateur est utilisé pour générer les collisions Pb-Pb [161]. Chaque collision nucléon-nucléon va être simulée avec le générateur PYTHIA puis ces collisions deux à deux vont ensuite être sommées. Cependant une collisions noyau-noyau n'est pas une simple superposition de collisions nucléon-nucléon. Dans les générateurs de collisions d'ions lourds, il faut en effet prendre en compte les états initiaux nucléaires, les processus "mous" ainsi que les effets de milieu (pertes d'énergie, comportements collectifs, etc...). Dans HIJING un modèle de Glauber MONTE CARLO est utilisé pour décrire le nombre de collisions nucléon-nucléon ayant eu lieu. Les effets de milieu sont ensuite introduits (ils vont dépendre de la taille des noyaux). Dans HIJING les effets d'écrantage dans le noyau sont pris en compte et modifient les fonctions de distribution des partons. Les effets d'atténuation de gerbes partoniques ("jet quenching") sont aussi simulés. Une des propriétés de HIJING qui va nous intéresser dans nos simulations est l'augmentation de la multiplicité pour les pseudo-rapidités centrales. Cette augmentation est provoquée par la modification de l'énergie des partons à leur traversée du milieu dense créé après la collision. Pour les simulations du MFT, cette fonctionnalité a été utilisée afin de produire une très grande quantité de particules chargée dans les plans et nous placer ainsi dans les conditions les plus défavorables possibles pour l'étape d'association des traces.

Simulations rapides

Trois générateurs ont été utilisés pour générer des muons avec les propriétés spécifiques nécessaires à nos études dans le MFT. Des simulations rapides pouvaient être réalisées ici puisque l'objectif principal était d'étudier la reconstruction de traces dans l'acceptance du MFT pour dif-

férentes sources de muons et étudier l'influence de l'absorbeur sur les propriétés des muons. Il n'est donc pas nécessaire dans ce cas de simuler l'intégralité d'une collision dans tout l'angle solide.

AliGenParam et l'option AliGenMUONlib : : kUpsilon

Ce générateur permet de définir le nombre de particules maximal produites par collision. Il permet la simulations de résonances upsilon dont les distributions en impulsion transverse et rapidité sont ajustées à partir des données recueillies par l'expérience CDF en collisions $p\bar{p}$ [162] et extrapolées à l'énergie du LHC pour être en accord avec la dépendance en \sqrt{s} de la valeur de $\langle p_T^2 \rangle$ prédite par le modèle CEM [163]. La désintégration en deux muons peut être forcée, ainsi que la localisation du vertex, l'erreur sur le vertex et l'angle d'émission des particules. La distribution en impulsion transverse de l'upsilon est ajustée par la fonction :

$$f(p_T) = c \frac{p_T}{(1 + (\frac{p_T}{p_0})^2)^n} \quad (6.20)$$

Une paramétrisation existe pour différentes énergies en collisions pp. A 14 TeV, la valeur de p_0 est de 8.610 et n est de 3.051. La distribution en rapidité est paramétrée de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dy} = 1 & \text{pour } |y| < 3 \\ \frac{dN}{dy} = e^{(\frac{-(y-3)^2}{2})} & \text{pour } |y| \geq 3 \end{cases} \quad (6.21)$$

Cette simulation a été utilisée pour déterminer l'erreur sur la détermination du vertex primaire de muons provenant de désintégrations de upsilon prompts.

AliGenMUONCocktailpp et AliGenMUONCocktail

Ces deux générateurs sont des cocktails de muons pour les collisions pp (pour AliGenMUONCocktailpp) et en collisions Pb-Pb (pour AliGenMUONCocktail). Ces cocktails peuvent être utilisés de façon complémentaires à PYTHIA et HIJING en désactivant la création de saveurs lourdes de ces générateurs. En collisions pp, le cocktail génère les résonances J/ψ , ψ' et toutes les résonances de la famille de l' Υ . La production du charme ouvert et de la beauté ouverte se fait par l'ajout du générateur AliGenCorrHF. La paramétrisation des distributions en impulsion et rapidité des résonances est toujours obtenu à partir des données de l'expérience CDF selon le même principe que pour le générateur AliGenParam. Un déclencheur au niveau du code peut être ajouté en demandant une multiplicité minimum de muon dans l'acceptance du spectromètre. Cette option induit une sous-estimation du bruit de fond provenant des désintégrations de pions et kaons. Pour la simulation Pb-Pb, les sections efficaces Pb-Pb sont obtenues à partir des sections efficaces pp extrapolées avec le modèle de Glauber. Le nombre de résonances produites va être corrigé des effets de shadowing par le coefficient donné par la relation [164] :

$$C_s(b) = C_s(0) + (1 - C_s(0)) \left(\frac{b}{16} \right)^4 \quad (6.22)$$

Le nombre de résonances X produites dans tout l'espace des phases, pour un paramètre d'impact donné et se désintégrant en deux muons est donné par la relation [165] :

$$N_{X \rightarrow \mu\mu}^{Pb-Pb}(b) = L \cdot T \cdot Br_{\mu\mu} \cdot \sigma_{pp \rightarrow X} \cdot F_{overlap}(b) \cdot C_{shad}(b) \quad (6.23)$$

où L est la luminosité, T le temps de prise de données, $Br_{\mu\mu}$ les rapports de branchement en di-muons, $\sigma_{pp \rightarrow X}$ est la section efficace inclusive de production de la résonance X et $F_{overlap}(b)$ est

la fonction de recouvrement nucléaire pour un paramètre d'impact donné calculée avec le modèle de Glauber. Dans la simulation Pb-Pb, les désintégrations semi-leptoniques des hadrons à saveurs lourdes sont aussi considérées (seulement les contributions non corrélées).

Ces générateurs permettent de simuler rapidement toutes les résonances du spectre en masse invariante dimuon. En collision pp, en complément du générateur AliGenCorrHF, ces simulations permettent d'obtenir une statistique suffisante de mésons B et D se désintégrant en muon afin de pouvoir réaliser les mesures d'offset pour le MFT, rapidement.

AliGenCorrHF :

Ce générateur est utilisé pour générer des paires de hadrons de saveurs lourdes corrélées. Une paramétrisation des variables cinématiques des paires de quarks et les fonctions de fragmentation de quarks sont utilisées. Les paires de quarks et fonctions de fragmentations sont obtenues à partir d'une simulation de 2×10^6 événements PYTHIA (version 6.214). La fonction de distribution des partons utilisée est CTEQ5L. Les variables d'entrées du générateur sont les rapidités, impulsions transverses des deux muons, ainsi que l'angle $\Delta\phi$ entre les deux muons. Les fonctions de fragmentation sont appliquées aux quarks et les hadrons sont produits (les variables d'énergie-impulsion du cône de lumière entrent en jeu). Les produits de désintégration des hadrons sont ensuite sauvegardés. Ce générateur permet de simuler le même contenu en paires de beauté ouverte que PYTHIA dans un temps 15 fois plus court.

Annexe 5 : Le filtre de Kalman du spectromètre à muons

La méthode de trajectographie employée dans les plans du MFT et utilisant un filtre de Kalman est la même que celle utilisée actuellement pour le spectromètre à muons. Elle est brièvement présentée ici.

Formalisme :

Le point de départ de l'algorithme est une trace candidate dont les paramètres initiaux sont décrits par le vecteur p et une matrice pondérée $W = C^{-1}$ où C est la matrice de covariance des paramètres [166]. Chaque trace est ensuite propagée au plan de détection suivant et pour cela on définit un nouveau vecteur des paramètres propagés (p^e). La nouvelle matrice pondérée correspondante sera notée W^e . La relation de passage entre les deux matrices est la suivante :

$$W^e = (D^{-1})^T W D^{-1} \quad (6.24)$$

avec D la matrice Jacobienne de la transformation qui s'exprime comme :

$$D = \partial p^e / \partial p \quad (6.25)$$

Cette matrice Jacobienne n'est rien d'autre que la matrice des dérivées partielles des paramètres de la trace propagée par rapport à ceux de la trace courante. Un nouveau point de mesure est ensuite pris en compte. Ces paramètres sont données par $m = Hp + \epsilon$ et la matrice pondérée par $U = cov^{-1}(\epsilon)$. Les informations de la nouvelle mesure sont ajoutées grâce à l'équation :

$$(W^e + H^T U H)(p' - p^e) = H^T U(m - Hp^e) \quad (6.26)$$

p' est défini comme le nouveau vecteur des paramètres après que la nouvelle mesure ait été ajoutée. Il faut recalculer la nouvelle matrice pondérée pour les nouveaux paramètres, telle que :

$$W' = W^e + H^T U H \quad (6.27)$$

On peut calculer la valeur du nouveau χ'^2 de la trace après ajout de la nouvelle mesure comme :

$$\chi'^2 = \chi^2 + (p' - p^e)^T W^e (p' - p^e) + (Hp' - m)^T U (Hp' - m) \quad (6.28)$$

On peut ensuite réaliser une coupure sur ce nouveau χ'^2 pour conserver la trace ou non.

Trajectographie dans le spectromètre à muons :

La classe utilisant le filtre de Kalman pour la reconstruction de la trajectoire est la classe `AliMUONTrackReconstructorK` qui hérite de la classe `AliMUONTrackReconstructor` [167]. Les traces reconstruites sont des objets de type `AliMUONTrack`. Ces traces reconstruites sont définies par un jeu de 5 paramètres $(X, SlopeX, Y, SlopeY, 1/p_{yz})$ où X (et Y) sont les coordonnées de la trace dans la direction non affectée par la courbure (dans la direction de la courbure) respectivement. $SlopeX$ et $SlopeY$ sont les pentes correspondantes. Enfin $1/p_{yz}$ est l'inverse de l'impulsion dans la direction de courbure (multipliée par la charge du muon). La matrice de covariance associée à ces quantités est aussi calculée. La trajectographie dans le spectromètre à muons se déroule selon les étapes suivantes :

- Les traces primaires sont reconstruites à partir des clusters dans les stations 4 et 5. Toute les combinaisons possibles sont effectuées entre les deux plans de détections de la même station. Les paramètres de la trace sont estimés en considérant un champ magnétique moyen dans le dipôle et l'origine comme étant au vertex. Une première coupure sur la valeur de l'impulsion et le paramètre d'impact au vertex reconstruits permet de rejeter une partie des paires de clusters dans chaque station. La trace primaire de la station 5 est extrapolée à la station 4 (et inversement) où il doit exister au moins un cluster compatible avec la trace primaire.
- Les traces identiques, partageant exactement les mêmes clusters sont enlevées. La même coupure sur la valeur de l'impulsion et du paramètre d'impact au vertex est appliquée.
- La trace est propagée aux stations 3, 2 puis 1. Tous les clusters dans la zone de recherche définie par les paramètres de la trace sont considérés et celui compatible avec la trace est sélectionné. La compatibilité du cluster est obtenu en calculant un χ^2 local qui correspond à la distance entre la trace et le cluster normalisé par les erreurs sur les paramètres de la trace et la résolution des clusters. Il faut un minimum de un cluster par station et les paramètres d'impulsion et de paramètre d'impact au vertex doivent être à chaque étape dans les limites fixées. Dans le cas où plusieurs clusters sont compatibles, la trace est dupliquée.
- Les traces partageant un cluster ou plus sont ensuite enlevées. Celles possédant le plus grand nombre de clusters et le plus petit χ^2 sont conservées. Les paramètres de la trace et les erreurs sont recalculés à chaque nouveau cluster attaché. Une option de lissage existe permettant un nouveau calcul des paramètres de la trace globale.
- Les traces reconstruites dans les chambres de trajectographie sont finalement associées avec les traces dans les chambres de déclenchement. La coupure sur le χ^2 de l'association est un paramètre de la reconstruction.
- L'étape finale de la trajectographie consiste à extrapoler la trace au vertex de la collision grâce aux informations données par le SPD. Deux types de paramètres au vertex sont obtenus. Les paramètres corrigés des pertes d'énergie et de la diffusion multiple dans l'absorbeur (correction de Branson). Dans ce cas, la trace est extrapolée aux coordonnées du vertex. Les paramètres corrigés uniquement des pertes d'énergie sont aussi calculés pour permettre la mesure de la distance DCA entre la trace extrapolée et le vertex.

Bibliographie

- [1] A. De Andrea, "Cours de QCD de master 2 *ième* année", Université Lyon 1, (2008).
- [2] M. Peskin *et al.*, "An Introduction to quantum field theory", Addison-Wesley Publishing Company, (1996).
- [3] G. Chanfray, "QCD and Symmetries related to nucleon structure and strongly interacting matter", Cours de l'école Joliot Curie, (2010).
- [4] G. Chanfray, "Cours de matière hadronique de master 2 *ième* année", Université lyon 1, (2008).
- [5] S. Bethke, "The 2009 World Average of α_s ", Eur. Phys. J. C. 64 (2009), p. 689-703.
- [6] K. Nakamura *et al.*, "Particle Data Group", J. Phys. G. 37, 075021 (2010).
- [7] C. Djalali, "Properties of Light mesons in the Nuclear Medium", Cours de l'école Joliot Curie, (2009).
- [8] F. Nendaz, "Préparation à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans ALICE : le détecteur V0 et les résonances de basses masses dans le spectromètre à muons", Thèse de doctorat, Université Lyon 1, 134-2009, (2009).
- [9] S. Schael *et al.*, [The ALEPH Collaboration], "Branching ratios and spectral functions of τ decays : final ALEPH measurements and physics implications", Phys. Rep. 421 (2005) p 191-284.
- [10] C. Kuhn, "Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC", Cours de l'école Joliot Curie, (1998).
- [11] V. Tram, "Étude de la production du J/ψ dans les collisions Au-Au à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX", Thèse de doctorat, École Polytechnique, (2006).

- [12] Z. Fodor et S. D. Katz, "The phase diagram of quantum chromodynamics", arXiv :0908.3341, (2009).
- [13] H. Satz, "Colour deconfinement in nuclear collisions", Rept. Prog. Phys. 63 (2000) p 1511-1574.
- [14] R. Granier De Cassagnac, "Le plasma de Quarks et de Gluons : sondes prédites et étudiées au SPS", Cours de l'Ecole Joliot Curie, (2005).
- [15] L. Ducroux, "Etude de la production des dimuons dans les collisions In-In dans l'expérience NA60 au CERN-SPS", Habilitation à Diriger les Recherches, Université Lyon 1, 41-2001, (2006).
- [16] J. Dias de Deus *et al.*, "Percolation of color sources and the shear viscosity of the QGP in central A-A collisions at RHIC and LHC energies", arXiv :1106.4271 [nucl-ex], (2011).
- [17] J. D. Bjorken, "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region", Phys. Rev. D27 (1983) p. 140.
- [18] T. Matsui et H. Satz, " J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma formation", Phys. Lett. B178 (1986) p. 416.
- [19] M. C. Abreu *et al.*, [NA50 Collaboration], "Evidence for deconfinement of quarks and gluons in Pb-Pb interactions at CERN-SPS", Phys. Lett. B 477 (2000) p. 28.
- [20] M. C. Abreu *et al.*, [NA38 Collaboration], "Charmonia production in 450 GeV/c proton induced reactions" Phys. Lett. B. 444 (1998) 516.
- [21] M. C. Abreu *et al.*, [NA51 Collaboration], " J/ψ , ψ' and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c", Phys. Lett. B. 438 (1998) 35.
- [22] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], " J/ψ production in Indium-Indium collisions at 158 GeV/nucleon", Phys. Rev. Lett., Vol 99, 13 (2007) 132302.
- [23] B. Alessandro *et al.*, " ψ' production in Pb-Pb collisions at 158 GeV/nucleon", Eur. Phys. J. C49 (2007) p. 559-567.
- [24] A. Adare *et al.*, [The PHENIX Collaboration], " J/ψ production vs centrality, Transverse momentum and rapidity in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", Phys. Rev. Lett. 98, 232301 (2007).
- [25] E. V. Shuryak, "Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter", Phys. Rep. 61 (1980) p. 71-158.

- [26] M. M. Aggarwal *et al.*, [Collaboration WA98], "Observation of direct photons in central 158 A.GeV 208Pb-208Pb Collisions", Phys. Rev. Lett. 85 (2000) p. 3595.
- [27] L. Cappeli *et al.*, [NA50 Collaboration], "Enhancement of intermediate mass dimuons in nucleon nucleon collisions at the CERN SPS", Nucl. Phys. A698 (2002) p. 539.
- [28] J. Adams *et al.*, [STAR Collaboration], "Evidence from d+Au measurements for final state suppression of high p_T hadrons in Au-Au collisions at RHIC", Phys. Rev. Lett. 91, 072304 (2003).
- [29] S. A. Bass *et al.*, "Signatures of Quark Gluon Plasma formation in high energy heavy ion collisions : a critical review", J. Phys. G. 25 (1999) R1-R57.
- [30] A. Kucurkarslan *et al.*, " ω - ϕ mixing in chiral perturbation theory", Mod. Phys. Lett. A21 (2006) 1423-1430.
- [31] C. Roy, "L'étrangeté du Plasma de Quarks et de Gluons", Habilitation à Diriger les Recherches, Université de Nantes, (2005).
- [32] J. Schaffner-Bielich, "What is so special about strangeness in hot matter ?", J. Phys. G. : Nucl. Part. Phys. 30 (2004) R245-R262.
- [33] J. Rafelski et B.Müller, "Strangeness production in the Quark Gluon Plasma", Phys. Rev. Lett. 48 (1982) p. 1066-1069.
- [34] L. Villate, "Etude de la production des mésons ρ , ω , ϕ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au SPS du CERN (dans l'expérience NA50)", Thèse de l'Université Paris VII, (2001).
- [35] A. Shor, " ϕ meson production as a probe of the Quark Gluon Plasma", Phys. Rev. Lett. 54 (1985) p. 1122-1125.
- [36] U. Heinz, "Quarks and hadrons : their production and collective dynamics in relativistic nuclear collisions", proceedings of the XI Autumn School on Hadrons : Their Structure and Interactions in Lisbon, with World Scientific Publ. Co, Singapore (1990).
- [37] C. Quintans, [NA50 Collaboration], " ϕ and $\rho + \omega$ vector mesons produced in Lead induced collisions", J. Phys. G. 28 (2002) p. 1809-1817.
- [38] M.C Abreu *et al.*, "Low mass dimuon production in proton and ion induced interactions at SPS", Eur. Phys. J. C13 (2000) p. 69-78.
- [39] R. Pisarski, "Phenomenology of the chiral phase transition", Phys. Lett. B110 (1982) p. 155.

- [40] G. E. Brown et M. Rho, "On the manifestation of chiral symmetry in nuclei and dense nuclear matter", Phys. Rept. 363 (2002) p. 85-171.
- [41] T. Hatsuda and S. H. Lee, "QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium", Nucl. Phys. Rev. C46 (1992) p. 34.
- [42] C. A. Dominguez *et al.*, "Temperature dependence of the rho-meson mass and width", Z. Phys. C59 (1993) p. 63-65.
- [43] R. D. Pisarki, "Where does the ρ go ? Chirally Symmetric Vector Mesons in the Quark Gluon Plasma", Phys. Rev. D52 (1995) p. 3773-3776.
- [44] R. Rapp *et al.*, "Medium modifications of the ρ meson at CERN/SPS Energies", Phys. Rev. Lett. 76 (1996) p. 368-371.
R. Rapp *et al.*, " ρ meson propagation and dilepton enhancement in hot hadronic matter", Nucl. Phys. A617 (1997) p. 472-485.
- [45] D. Miskowiec *et al.*, [CERES/NA45 Collaboration], "Collection of CERES Results", Nucl. Phys. A774 (2006) p. 43-50.
- [46] S. Damjanovic *et al.*, [NA60 Collaboration], "First Measurement of the ρ spectral function in nuclear collisions", Eur. Phys. J. C49 (2007) p. 235-241.
- [47] R. Rapp, Communication privée 2003.
- [48] R. Rapp et al., "The Chiral Restoration Transition of QCD and Low Mass Dileptons", arXiv : 0901.3289.
- [49] H. Hees et R. Rapp, "Dilepton radiation at the CERN super-proton synchrotron", Nucl. Phys. A806 (2008) p. 339-387.
- [50] J. Ruppert et B. Muller, "Waking the colored plasma", Phys. Lett. B618 (2005) p. 123-130.
- [51] Dusling *et al.*, "Thermal dimuon yields at NA60", Phys. Rev. C75, 024908 (2007).
- [52] Communiqué de presse du CERN du 10 février 2000
[http : //public.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00FQuarkGluonMatter.html](http://public.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00FQuarkGluonMatter.html)
- [53] Communiqué de presse du RHIC du 18 avril 2005
[http : //www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr_display.asp?prid = 05 – 38](http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr_display.asp?prid=05-38)
- [54] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", Phys. Rev. Lett. 105, 252302 (2010).
[http ://cdsweb.cern.ch/record/1308005](http://cdsweb.cern.ch/record/1308005)

- [55] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Suppression of charged particle production at large transverse momentum in central Pb-Pb collisions", Phys. Lett. B 696 (2011) p. 30-39.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1312348>
- [56] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ ", Phys. Lett. B 696 (2011) p. 328-337.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1316558>
- [57] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", Phys. Rev. Lett. 105, 252301 (2010).
<http://cdsweb.cern.ch/record/1308007>
- [58] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", Phys. Rev. Lett. 106, 032301 (2011).
<http://cdsweb.cern.ch/record/1313050>
- [59] Communiqué de presse du CERN du 04/11/2010
<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2010/PR20.10F.html>
- [60] CERN faq : LHC, the guide
<http://cdsmedia.cern.ch/img/CERN-Brochure-2008-001-Fre.pdf>
- [61] [CMS collaboration], "Observation of Long-Range, Near-side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC", JHEP 09 : 091, (2010).
- [62] E. Gushchin, "LHCb performance in 2010. First results on B-Physics status and plans."
<http://a120.inr.troitsk.ru/rus/kud-sem/guschin-2010-17-01.pdf>
- [63] Page publique du CERN
<http://public.web.cern.ch/public/fr/lhc/LHCf-fr.html>
- [64] F. Carminati *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Physics Performance Report Volume I", J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30 (2004) p. 1517-1763.
<http://cdsweb.cern.ch/record/643556>
- [65] G. Aad *et al.*, [ATLAS collaboration], "Observation of a centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC", Phys. Rev. Lett. 105 : 252303, (2010).
- [66] B. Alessandro *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Physics Performance Volume II", J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 32 (2006) p. 1295.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1035615>

- [67] R. Tieulent, "Performances du détecteur VZERO en collisions pp", présentation QGP France, Etretat, (2010).
- [68] J. P. Revol, "First Measurement at LHC : early hadronic physics (soft + QCD) with ALICE, ATLAS, CMS, TOTEM and LHCb", Nucl. Phys. B. 177-178 (2008) p. 60-68.
- [69] J. P. Revol, "First Measurements at LHC : Early Hadronic Physics (SOFT + QCD), ALICE protons, ATLAS, CMS, TOTEM and LHCb", présentation à Hadron Collider Physics Symposium 2007, 22 mai, La Biodola, Ile d'Elbe (2007).
- [70] E. Vercellin, "Recent results from ALICE", présentation à l'Internal Workshop on First Physics with ALICE Muon Spectrometer, 1-4 février 2011.
- [71] N. Ahmad *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Proposal", CERN/LHCC 95-71 LHCC/P3 15 décembre 1995.
- [72] G. Contin, "The Silicon Strip Detector (SSD) for the ALICE experiment at LHC : construction, characterization, and charged particles multiplicity studies", Thèse de l'Université de Trieste, 2007/2008.
- [73] ALICE detector performance pictures TWiki, [ALICE Collaboration]
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/PublishedAndPreliminaryPictures>
- [74] M. Gallio *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report of the ZDC", CERN LHCC 99-5, ALICE TDR3, 5 mars 1999.
<http://cdsweb.cern.ch/record/381433>
- [75] F. C. Wolfgang *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Addendum to the Technical Design Report of The Photon Multiplicity Detector", CERN/LHCC 2003-038 Addendum 1 to ALICE TDR 6, 19 Septembre 2003.
<http://cdsweb.cern.ch/record/642177>
- [76] P. Cortese *et al.*, [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report on Forward Detectors : FMD, T0, V0", CERN-LHCC-2004-025, ALICE-TDR-011, 10 Septembre 2004.
<http://cdsweb.cern.ch/record/781854>
- [77] Groupe ALICE Lyon, poster ALICE et son détecteur VZERO, (2007)
<http://lyoninfo.in2p3.fr>
- [78] [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report of the TPC", CERN/LHCC 2000-001, ALICE TRD7, 7 janvier 2000.
<http://cdsweb.cern.ch/record/451098>
- [79] [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report of the TRD", CERN/LHCC 2001-021, ALICE TRD9, 3 octobre 2001.

- <http://cdsweb.cern.ch/record/519145>
- [80] [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report of the HMPID", CERN/LHCC 98-19, ALICE TRD1, 14 août 1998.
<http://cdsweb.cern.ch/record/381431>
- [81] [ALICE Collaboration], "ALICE Technical Design Report of the PHOS", CERN/LHCC 99-4, ALICE TRD2, 5 mars 1999.
<http://cdsweb.cern.ch/record/381432>
- [82] [ALICE Collaboration], "ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report", CERN-LHCC-2008-014, ALICE-TDR-014, 1 Septembre 2008.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1121574>
- [83] G. Martínez, [ALICE Collaboration], "The Muon Spectrometer of the ALICE experiment", arXiv :hep-ex/0410061v4, (2004).
- [84] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "The ALICE experiment at the CERN LHC", J. Instrum. 3, S08002 (2008).
- [85] [ALICE Collaboration], "The forward muon spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal", CERN/LHCC 96-32 LHCC/P3-Addendum 1, 15 octobre 1996.
- [86] P. Pillot, "Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma de quarks gluons : optimisation du spectromètre à muons de l'expérience ALICE et étude de la production du J/ψ dans l'expérience NA60", Thèse de doctorat, 51-2005, Université de Lyon, (2005).
- [87] Page web personnelle de A. Morsch
<https://morsch.web.cern.ch/morsch/MUONdoc/Contents.html>
- [88] [ALICE Collaboration], "Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer", CERN/LHCC 2000-046 Addendum 1 to ALICE TDR 5, 15 décembre 2000.
<http://cdsweb.cern.ch/record/494265>
- [89] [ALICE Collaboration], Manuel d'initiation à ALIROOT, "AliRoot Primer"
<http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [90] E. Ben-Haim, "La fonction de fragmentation du quark b, du LEP au Tévatron", Thèse de doctorat, Université Paris 6, (2005).
- [91] B. Rapp, "Production de dimuons en réactions pp et Pb-Pb avec ALICE : le détecteur VZERO et les résonances de basses masses", Thèse de doctorat, 81-2004, Université Lyon 1, (2004).

- [92] L. Massacrier, "Low mass dimuon production at $\sqrt{s} = 7$ TeV in pp collisions", présentation ALICE PWG3 muon 01 février 2010.
- [93] Alice Trigger Coordination Web Page
<http://aliceinfo.cern.ch/static/trigger/doc/index.html>
- [94] K. Aamodt et al, [ALICE Collaboration], "Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", CERN-PH-EP-2011-057.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1348393>
- [95] F. Guerin *et al.*, "ALICE MUON Trigger Performance", ALICE Internal Note, ALICE-INT-2006-0002.
- [96] ALICE Run Quality Wiki Page
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics>
- [97] ALICE Logbook
<https://alice-logbook.cern.ch/logbook>
- [98] ALICE Run Condition Table
<http://alimonitor.cern.ch/configuration>
- [99] M. Floris, "Physics Event Selection in the 2009 data @ 900 GeV", Présentation ALICE Physics Forum 13 janvier 2010.
- [100] R. Aaij *et al.*, [LHCb Collaboration], "Measurement of $\sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}X}$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region", Phys. Lett. B 694 (2010) p.209-216 et proceeding de la conférence Hard Probes, 10-13 octobre, Eilat, Israël (2010) to be published.
- [101] E. Casula *et al.*, "Low mass vector meson analysis via dimuon channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ", ALICE Internal Analysis Note.
- [102] F. Fleuret, "Recherche du plasma de quarks et de gluons par l'étude des mésons J/ψ et ψ' dans les collisions d'ions Pb et de protons ultrarelativistes sur divers noyaux", Thèse de Doctorat, 0068789, École polytechnique, (1997).
- [103] A. De Falco *et al.*, "Background subtraction : should we use event mixing or like sign pairs ?", présentation ALICE PWG3 muon 4 octobre 2010.
- [104] A. De Falco *et al.*, "Status of the low mass region analysis", présentation ALICE PWG3 muon 30 août 2010.
- [105] M. A. Mazzoni *et al.*, [HELIOS-3 Collaboration], "Dimuon and Vector Meson Production in p-W and S-W interactions at 200 GeV/c per Nucleon", Nucl. Phys. A566 (1994) 95c.

- [106] R. Shahoyan, " J/ψ and ψ' production in 450 GeV pA interactions and its dependence on the rapidity and X_F ", Thèse de doctorat, Université de Lisbonne, 2001.
- [107] L. Sun, "Fit Model for Low Mass Dimuons", présentation ALICE PWG3 muon 8 septembre 2009.
- [108] [LHCb Collaboration], "Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", proceeding de la Conférence 6th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle, LHCb-CONF-2010-013, 6-10 septembre, Warwick, Angleterre (2010).
- [109] L. Massacrier, "Vector meson production with the ALICE experiment at the LHC", Proceeding de la Conférence DIS, Newport News, USA, to be published in AIP (2010).
- [110] A. De Falco, "Vector meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV measured with the ALICE detector", Proceeding de la Conférence Quark Matter, Annecy, France, arXiv :1106.4140, (2011).
- [111] A. De Falco *et al.*, "A parametric generator for the low mass dimuon analysis", présentation ALICE PWG3 muon 31 mai 2010.
- [112] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], "Study of the electromagnetic transition form-factors in $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ and $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$ decays with NA60", Phys. Lett. B 677 (2009) p. 260-266.
- [113] L. G. Landsberg, "Electromagnetic decays of light mesons", Phys. Rep. 128 (1985) p. 301-376.
- [114] P. Z. Skands, "Tuning MONTE CARLO generators : the Perugia tunes", Phys. Rev. D82 074018 (2010).
- [115] K. Oyama *et al.*, [ALICE Collaboration], proceeding du Workshop "LHC Lumi Day", 13-14 janvier, CERN, (2011). cdsweb.cern.ch/record/1347440
- [116] S. Van der Meer, "Calibration of the effective beam height in the ISR", ISR-PO/68-31, KEK68-64.
- [117] K. Aamodt, [ALICE Collaboration], "Light vector meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", to be published in Phys. Lett. B.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1400676>
- [118] R. Barlow, "Advanced Statistical Techniques in Particle Physics", Grey College, Durham, 18-22 March 2002
<http://www.ippp.dur.ac.uk/old/Workshops/02/statistics/proceedings/barlow.pdf>

- [119] R. Aaij *et al.*, [LHCb Collaboration], "Measurement of the inclusive ϕ cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the LHCb experiment", CERN-LHCb-CONF-2010-014.
- [120] A. Pulvirenti *et al.*, [ALICE Collaboration], "Resonance measurements in pp and Pb-Pb collisions with the ALICE detector", proceeding de la conférence Quark Matter, 23-28 mai, Annecy, France, arXiv :1106.4230v1, (2011).
- [121] M. Lenhardt, "Measurement of single muon and J/ψ production at forward rapidity as a function of the collision multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", poster de la conférence Quark Matter, 23-28 mai, Annecy, France, (2011).
- [122] ALICE wiki Page : Trigger Studies for Heavy Ion First Physics
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/TrigStudies>
- [123] R. Arnaldi, "Update on J/ψ in Pb-Pb collisions", présentation au ALICE PWG3 muon 10 janvier 2011.
- [124] M. Floris, "Event Selection", présentation ALICE Physics Forum 01 décembre 2010.
- [125] A. Toia, [ALICE Collaboration], "Bulk properties of Pb-Pb collisions at LHC measured by ALICE", présentation à la conférence Quark Matter, 23-28 mai, Annecy, France, (2011).
- [126] J. Cook, "Notes on the negative binomial distribution", 28 octobre 2009
http://www.johndcook.com/negative_binomial.pdf
- [127] ALICE wiki page : Centrality Study
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/CentStudies>
- [128] J. Castillo, "Quarkonias at LHC", présentation aux Rencontres QGP France, 15-18 septembre, Etretat, France, (2008).
- [129] R. Arnaldi, "Update on J/ψ in Pb-Pb collisions", présentation ALICE PWG3 muon 10 janvier 2011.
- [130] P. Pillot, "Tuning of reconstruction", présentation ALICE PWG3 muon 17 Novembre 2010.
- [131] P. Pillot, " J/ψ production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured with the ALICE detector", proceeding de la conférence Quark Matter, 23-28 mai, Annecy, France, arXiv :1108.3795, (2011).
- [132] L. Capelli, "Etude des dimuons dans la région des masses intermédiaires produits dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS du CERN", Thèse de doctorat, 41-2001, Université Lyon 1, 1992.

- [133] P. Martins, "The NA60 Silicon Vertex Telescope", présentation aux journées LIP, décembre, Lisbonne, Portugal, (2005).
- [134] R. Shahoyan, "NA60 Results on charm and intermediate mass dimuon production in In-In 158 GeV/A collisions", Présentation à la conférence Quark Matter, 14-20 novembre, Shanghai, Chine, (2006).
- [135] C. Oppedisano *et al.*, [NA60 Collaboration], "Study of prompt dimuon and charm production with proton and heavy ion beams at the CERN SPS", présentation à la conférence SQM, 12-17 mars, Atlantic Beach, NC, USA, (2003).
- [136] H. Ohnishi, [NA60 Collaboration], Présentation "Pixel telescope in NA60/CERN", (2002).
<http://na60web.ca.infn.it>
- [137] K. Adcox *et al.*, [PHENIX Collaboration], "PHENIX detector overview", Nucl. Instr. Meth. A 499 (2003) p. 469-479.
- [138] H. V. Hecke *et al.*, [PHENIX Collaboration], "Measuring Charm and Bottom using the PHENIX Silicon Vertex Detectors", présentation à la conférence Quark Matter, 4-10 février, Jaipur, Inde, (2008).
- [139] [PHENIX Collaboration], "Technical Design Report of the Forward Silicon Vertex (FVTX)", BNL-79216-2007, (2007).
- [140] M. Floris *et al.*, [NA60 Collaboration], "Charged particle multiplicity measurement in NA60", Journal of Physics : Conferences Series 5 (2005) p. 55-63.
- [141] K. Aamodt *et al.*, [ALICE Collaboration], "Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC", Eur. Phys. J. C68 (2010) p. 45-354.
<http://cdsweb.cern.ch/record/1260253>
- [142] Communication privée C. Garion, 2010.
- [143] L. Musa, "ITS upgrade studies", Présentation ALICE Upgrade Forum, 8 novembre 2010.
- [144] R. Santoro et D. Perini, "Some considerations about possible configurations of the ITS update", ALICE ITS upgrade WG4 meeting, 06 avril 2011.
- [145] G. Bruno, "Basic geometrical considerations", ALICE ITS upgrade WG2 meeting, 03 mars 2011.
- [146] C. Insa, "Integration of a conical beam pipe", ALICE ITS upgrade WG4 meeting, 06 avril 2011.

- [147] C. Insa, "Definition of a 9° angle vacuum pipe, L0 compatible", ALICE ITS upgrade WG4 meeting, 15 juin 2011.
- [148] C. Insa, "Integration of a conical beam pipe", ALICE ITS upgrade WG4 meeting, 15 juin 2011.
- [149] J. Coudert, C. Insa, F. Manso, P. Saturnini, Communication privée.
- [150] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], "NA60 status report", CERN-SPSC-2005-014, (2005).
- [151] J. Coudert, "Etude de faisabilité d'un détecteur à pixels dans ALICE", Rapport de stage de Master 2, Université Blaise Pascal, juin 2010.
- [152] F. Osmić, "The ALICE Silicon Pixel Detector System", Thèse de doctorat, Université des technologies de Vienne, CERN-THESIS-2006-030, (2006).
- [153] M. Winter, "CMOS Pixel sensors designed for the ALICE-ITS upgrade", Présentation ALICE Upgrade forum, 29 mai 2011.
- [154] D. Grandjean, "Etude des capteurs CMOS pour un détecteur de vertex au futur collisionneur linéaire", Présentation aux journées jeunes chercheurs, 30 Novembre au 5 décembre, La Roche-en-Ardenne, Belgique, (2003).
- [155] Communication privée P. Pillot, 2010.
- [156] R. Shahoyan, [NA60 Collaboration], "Charm and intermediate mass dimuons in In-In collisions", J. Phys G : Nucl. Part Phys. 34 S 1029 (2007).
- [157] A. Uras et L. Massacrier, "Muon Internal Tracking : Status of the work", présentation ALICE ITS upgrade WG2, 03 mars 2011.
A. Uras et L. Massacrier, "Muon Internal Tracking : Status of the work", présentation ALICE ITS upgrade WG2, 24 mars 2011.
- [158] M. L. Miller *et al.*, "Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions", arXiv :nucl-ex/0701025 (2007).
- [159] T. Wibig *et al.*, "Proton-nucleus cross section at high energies", J. Phys. G. 24 : 2037 (1998).
- [160] T. Sjöstrand *et al.*, "PYTHIA 6.2 Physics and Manual"
<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia/pythia6206.pdf>
- [161] X. Wang, "HIJING documentation"
<http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/doc.html>

- [162] F. Abe *et al.*, [CDF Collaboration], "Transverse momentum distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV", Phys. Rev. Lett. 61 (1988) p. 1819.
- [163] A. Accardi *et al.*, "Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : PDFs, shadowing and p-A collisions", hep-ph/0308248.
- [164] V. Emel'yanov *et al.*, "The effect of shadowing on initial conditions, transverse energy and hard probes in ultrarelativistic heavy ion collisions", Phys. Rev. C. 61, 044904 (2000).
- [165] I3HP-DIMUONnet institutes, "Dimuon physics in heavy-ion collisions at the LHC" personalpages.to.infn.it/~stocco/work/onlineMaterial/dimuonNetFinal.pdf
- [166] G. Chabratova *et al.*, "Development of the Kalman Filter for tracking in the forward muon spectrometer of ALICE", ALICE Internal Note ALICE-INT-2003-002.
- [167] L. Aphecetche *et al.*, "Numerical Simulations and offline reconstruction of the Muon Spectrometer of ALICE", ALICE Internal Note ALICE-INT-2009-044.